

Untersuchung von Zwergnovae und anderen kataklysmischen Veränderlichen im Minimum und Maximum

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Walter Wargau
aus München

November 1980

1980 # 478



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Untersuchung von Zwergnovae und anderen kataklysmischen Veränderlichen im Minimum und Maximum

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Walter Wargau
aus München

November 1980

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg.

Tag der mündlichen Prüfung: 21. November 1980

Vorsitzender der

Promotionskommission: Professor Dr. H. Wegener, Erlangen

Erstberichterstatter: Professor Dr. J. Rahe, Erlangen

Zweitberichterstatter: Professor Dr. B. Wolf, Heidelberg



Inhaltsverzeichnis:

	Seite:
Zusammenfassung	5
1. Einleitung	8
2. Allgemeine Eigenschaften der Zwergnovae und verwandter Objekte	13
2.1. Das Grundmodell	15
2.2. Eigenschaften im Minimumzustand	20
2.3. Eigenschaften im Maximumzustand	22
3. Die Beobachtungen	27
3.1. Photoelektrische Beobachtungen	27
3.2. Spektroskopische Beobachtungen	27
3.3. UV - Beobachtungen	35
4. Die Analyse der Beobachtungen	37
4.1. Photoelektrische Beobachtungen der Zwergnova AH Her	37
4.1.1. Reduktion der Daten	37
4.1.2. Ausbruchsverhalten während des Beobachtungs- zeitraumes	38
4.1.3. Beschreibung der Lichtkurven	41
4.1.4. Zweifarben - Diagramm	45
4.1.5. Varianzanalyse der kurzzeitigen Helligkeits- schwankungen (Flickering)	48
4.1.6. Powerfrequenzanalyse der Lichtkurven	52
4.1.7. Das Modell der kataklysmischen Veränderlichen	54

	<u>Seite:</u>
4.1.7.1. Beschreibung des Modells	54
4.1.7.2. Bestimmung der Bahnelemente von AH Her	62
4.2. Spektroskopische Beobachtungen	66
4.2.1. Bekannte Eigenschaften der untersuchten Systeme	66
4.2.2. Reduktion der Spektren	68
4.2.3. Identifikation der Spektrallinien	69
4.2.4. Radialgeschwindigkeitsmessungen	82
4.2.5. Untersuchung der Linienprofile	98
4.2.6. Ableitung der Bahnelemente	110
4.3. UV - Beobachtungen	116
4.3.1. Reduktion der Spektren	117
4.3.2. Identifikation der Spektrallinien	118
4.3.3. Bestimmung der Temperatur und der "effektiv strahlenden Oberflächen"	125
4.3.4. Das Mg II - Dublett	132
5. Diskussion	135
5.1. Die Komponenten der kataklysmischen Systeme	135
5.1.1. Die Primärkomponente: ein entartetes Objekt	135
5.1.2. Die Sekundärkomponente: ein Hauptreihenstern	137
5.1.3. Die Akkretionsscheibe und der heiße Fleck	139
5.2. Ursachen für die Eruptionen in Zwergnovasystemen	146
5.3. Sonderstellung des novaähnlichen Veränderlichen TT Ari	148
6. Ein mögliches Entwicklungsschema	151
7. Schlußbetrachtung	156
Literaturverzeichnis	158

Zusammenfassung

Von einer Reihe von kataklysmischen Veränderlichen wurden photoelektrische UBV-Messungen, ausgedehnte erdgebundene spektroskopische Beobachtungen mit einer Dispersion von $86 \text{ \AA/mm}$ bis $273 \text{ \AA/mm}$ und spektroskopische Beobachtungen im UV mit dem IUE-Satelliten mit einer Auflösung von $7 \text{ \AA}$ durchgeführt.

Aus den photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen wurden die Bahnelemente für AH Her, BV Cen und V 436 Cen abgeleitet.

Aufgrund der beobachteten kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen in der Zwergnova AH Her wurde auf eine Änderung der effektiven Größe der strahlenden Fläche der Akkretionsscheibe im Verlaufe eines Helligkeitszyklusses geschlossen und im Rahmen von Ausbruchsmodeilen diskutiert. Für das Helligkeitsminimum und für den Helligkeitszustand $1^m.5$ über dem Minimum wurden die Farbindizes bestimmt:

$$\text{Minimum: } (B-V) = 0^m.23 \text{ und } (U-B) = -0^m.74$$

$$1^m.5 \text{ über Maximum: } (B-V) = 0^m.11 \text{ und } (U-B) = -0^m.74$$

Die Korrelation der Änderungen der Farbindizes mit dem Helligkeitszyklus wurde diskutiert.

Für die Systeme AT Ara, MU Cen, V 373 Cen, V 442 Cen und HP Nor wurden Radialgeschwindigkeitsvariationen in Abhängigkeit von der Zeit gefunden.

In den Systemen BV Cen, V 436 Cen, V 373 Cen, V 442 Cen, EX Hya, HP Nor und MU Cen wurde eine Linienaufspaltung der Balmerlinien entdeckt. Aus der Breite der Linienflügel der Balmerlinien wurden Geschwindigkeiten abgeleitet und mit dem Modell einer differentiell rotierenden Scheibe erklärt.

Die beobachteten Linienprofilvariationen sind mit der Bahnlage des

Systems relativ zum Beobachter korreliert und können aufgrund von Bedeckungen zwischen Akkretionsscheibe und kühler Komponente, bzw. heißen Fleck erklärt werden.

Aus den Spektren der Systeme BV Cen, MU Cen und V 373 Cen wurde der Spektraltyp der kühlen Komponente abgeschätzt.

Die Zwergnova RU Peg, die alten Novae V 603 Aql, HR Del und RR Pic, die rekurrierende Nova T CrB und der novaähnliche Veränderliche TT Ari wurden im UV mit dem IUE-Satelliten spektroskopiert.

Aus den auf interstellare Verfärbung korrigierten Kontinuumsverläufen ergaben sich durch Vergleich mit der Strahlung des Schwarzen Körpers Temperaturen im UV, die mit Temperaturen im Optischen verglichen wurden. Aufgrund der bekannten Entfernungen und des beobachteten Kontinuumsflusses bei $2000 \text{ \AA}$, sowie im Optischen bei $5500 \text{ \AA}$, konnten effektive Radien der strahlenden Oberflächen abgeleitet werden. Es ergibt sich, daß die Novae ziemlich große strahlende Oberflächen mit Radien von $\frac{1}{3} R_{\odot}$ besitzen.

Das Mg II - Dublett h+k ($\lambda 2796 \text{ \AA}$, $2803 \text{ \AA}$) wurde in RU Peg und T CrB beobachtet. Aufgrund einer Abschätzung ergibt sich, daß im Falle der Zwergnova RU Peg, ebenso wie für die rekurrierende Nova T Cr B, die MgII - Emissionen nicht ausschließlich von der kühlen Komponente stammen, sondern auch in den äußeren Schichten der Akkretionsscheibe gebildet werden.

Der Kontinuumsverlauf der UV-Spektren wird anhand des theoretischen Modells optisch dicker 'steady state' Akkretionsscheiben diskutiert.

In der Gruppe der untersuchten kataklysmischen Systeme nimmt der novaähnliche Veränderliche TT Ari eine Sonderstellung ein: Entsprechend der beobachteten Eigenschaften könnte es sich bei diesem System entweder um eine alte Nova oder um einen Z Cam-Stern handeln.

Aus dem Vergleich zwischen spektroskopischen (Minimums- und Maximums-

spektren) und photoelektrischen Daten werden mögliche Ursachen für das Ausbruchsverhalten in kataklysmischen Systemen erläutert.

Schließlich wird eine mögliche Entwicklungssequenz für eruptive Systeme diskutiert. W UMa-Sterne können sich über die kataklysmischen Veränderlichen in das Stadium der Supernovae vom Typ I entwickeln.

1. Einleitung

Die Untersuchung von physischen Doppelsternsystemen ist ein wichtiges Mittel zur Prüfung und Ergänzung der Theorie der Sternentwicklung. Die photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen an Doppelsternen stellen praktisch die einzige Quelle unserer Kenntnis von den absoluten Sternmassen dar. Mit hoher Wahrscheinlichkeit sind beide Komponenten eines solchen Systems zur gleichen Zeit aus derselben Materie entstanden; sie stehen praktisch in gleicher Entfernung vom Beobachter. Zusätzlich zur Masse liefern die Beobachtungen als andere fundamentale Zustandsgröße absolute Radien und Leuchtkräfte.

Bei einem Einzelstern fallen die Flächen gleicher Dichte mit sphärischen Äquipotentialflächen zusammen, dagegen hängen die Formen der Komponenten von Doppelsternsystemen wesentlich von der Struktur der Äquipotentialflächen des Systems ab; diese Struktur wird beeinflusst durch die Gravitationswechselwirkung und die aus der Umlaufbewegung der Komponenten bedingten Fliehkräfte. Aus der Theorie des inneren Sternaufbaus folgt, daß der Großteil der Sternmasse im Kerngebiet konzentriert ist. Infolgedessen erweist sich die Annahme zweier Punktmassen für die Berechnung der Äquipotentialflächen als recht gute Näherung. Dieser Fall wurde bereits im 19. Jahrhundert in dem nach Edouard Roche benannten "Roche Modell" behandelt. Abbildung 1 zeigt am Beispiel der Zwergnova AH Her für zwei Potentialwerte die Meridianschnitte der Äquipotentialflächen, deren Formen unter Berücksichtigung der Schwerebeschleunigung und der Zentrifugalbeschleunigung gegeben sind.

Für große Werte des Potentials bestehen die Meridianschnitte aus getrennten Ovalen. Für die Grenzfälle sehr großer Trennung der beiden Massen, bzw. bei kleinem Abstand von den Massezentren stellen die Meridianschnitte Kreise dar. Für kleine Potentiale ergeben sich Flächen, die beide Massen einschließen. Den Übergang stellt die in Abbildung 1 durchgezogene Linie dar: Sie repräsentiert das Potential der kritischen Fläche für den inneren Kontakt, die sogenannte "Roche Grenze". Auf der Verbindungslinie zwischen den Massezentren im Schnitt-

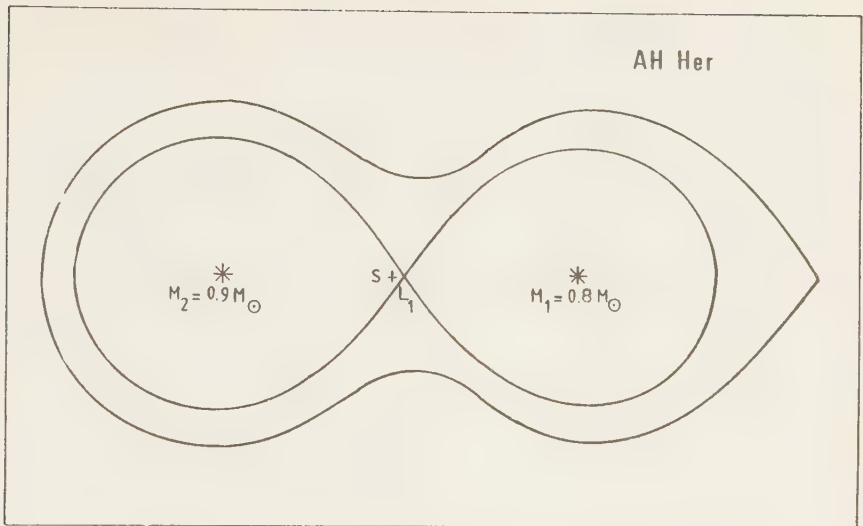


Abbildung 1: Äquipotentialflächen des Roche Modells von AH Her

Die Linien repräsentieren die Meridianschnitte der inneren und äußeren kritischen Roche Flächen von AH Her ($q = 0.9$).

L_1 bezeichnet den inneren Librationspunkt und S den Schwerpunkt des Systems.

punkt der liegenden Acht liegt der innere Librationspunkt L_1 , in dem alle Kräfte verschwinden. Masseelemente, die außerhalb dieser kritischen Roche Grenze liegen, können nicht mehr eindeutig einem der beiden Sterne zugeordnet werden. Die andere Linie beschreibt die kritische Grenzfläche für den äußeren Kontakt. Bei noch kleineren Potentialwerten öffnen sich die Äquipotentialflächen. Die Roche Flächen wurden nach den von Plavec und Kratochvíl (1964) angegebenen Formeln berechnet. Die Massen der Komponenten und der Wert für den Abstand der Massenzentren werden in Abschnitt 4.1.7. berechnet.

Das Roche Modell dient zur Einteilung der Doppelsterne in die fol-

den drei Konfigurationsklassen: getrennte, halbgetrennte und Kontaktsysteme, bei denen keine, eine oder beide Komponenten ihre kritische Roche Grenze ausfüllen.

Novae, Zwergnovae, rekurrierende Novae und novaähnliche Veränderliche werden unter dem Sammelbegriff "eruptive" oder "kataklysmische" Veränderliche zusammengefaßt. Vor etwa 25 Jahren schlugen Crawford und Kraft (1956) vor, daß es sich bei diesen Objekten um halbgetrennte Doppelsternsysteme handelt; eine Interpretation, die bis heute ihre Gültigkeit behalten hat.

Die systematische Erforschung der eruptiven Veränderlichen wird durch deren geringe scheinbare Helligkeit im Minimumzustand von 14 Größenklassen und schwächer wesentlich erschwert. So war es nicht verwunderlich, daß bis Anfang der siebziger Jahre nur wenige Zwergnovae - SS Cyg, RU Peg, Z Cam - recht intensiv beobachtet wurden. Diese Situation hat sich in letzter Zeit durch den Einsatz von großen Spiegelteleskopen und modernen Empfängern von Grund auf geändert: Als Beispiel sei hier das 3.6m Spiegelteleskop der Europäischen Südsternwarte (ESO : European Southern Observatory) in Chile erwähnt, das seit Anfang der 70er Jahre kontinuierlich Beobachtungsmaterial liefert. Ein großer Teil des spektroskopischen Materials für diese Arbeit wurde mit diesem Instrument gewonnen.

Satellitenbeobachtungen schließlich dehnten den Wellenlängenbereich vom Optischen in den UV- und Röntgenbereich aus. So wurde die Zwergnova SS Cyg erstmals von Rappaport et al. (1974) als Röntgenquelle identifiziert und in den darauffolgenden Jahren als weicher Röntgenstrahler mit Photonen im Energiebereich um 0.25 KeV beobachtet (im Helligkeitsmaximum). Erste Beobachtungen im extremen UV (50 Å bis 150 Å), ebenfalls an SS Cyg, wurden mit dem OAO-2 Satelliten von Code et al. (1970) gemacht. Die ersten UV Beobachtungen mit dem IUE Satelliten (IUE : International Ultraviolet Explorer) im Wellenlängenbereich 1150 Å bis 2000 Å wurden von Heap et al. (1978) an SS Cyg durchgeführt. SS Cygni ist mit 12.1 Größenklassen im Minimum die hellste Zwergnova. In dieser Arbeit werden im Abschnitt 4.3. UV Beobach-

tungen analysiert, die mit diesem IUE Satelliten 1979 von uns aufgenommen worden sind.

Um detaillierte Aussagen über die Struktur der eruptiven Veränderlichen machen zu können, wurden im Zuge der oben genannten Entwicklung eine Reihe neuer Beobachtungstechniken entwickelt. Die in diesem Zusammenhang wichtigste ist die von Nather und Warner (1971) eingeführte Technik der Schnellphotometrie, die eine zeitliche Auflösung der einzelnen Meßpunkte bis zu einer halben Sekunde erlaubt: Helligkeitsänderungen von Sternen im Sekundenbereich konnten somit als reell erkannt werden. Dies führte bereits 1971 zur Entdeckung von streng periodischen Oszillationen im Bereich von 10 bis 100 Sekunden im Maximumszustand der Zwergnovae. Bis heute sind 20 Vertreter unter den kataklysmischen Veränderlichen bekannt, die solche Periodizitäten in ihren Lichtkurven aufweisen.

Im folgenden Abschnitt 2. dieser Arbeit wird ein kurzer Überblick über die wichtigsten Eigenschaften der eruptiven Veränderlichen im Hinblick auf die neueste Entwicklung gegeben. Ausführliche Übersichtsartikel wurden von Kraft (1963), Mumford (1967), Smak (1971a), Gorbatsky (1974), Robinson (1976) und Warner (1976) verfaßt, die das gesamte zum jeweiligen Zeitpunkt vorhandene Beobachtungsmaterial zusammenfassen und interpretieren. Ausschließlich mit theoretischen Aspekten der eruptiven Veränderlichen befassen sich in Übersichtsartikeln Faulkner (1974), Bath (1976) und Gallagher & Starrfield (1978).

Die Auswertung, Analyse und Diskussion des Beobachtungsmaterials wird in den Teilen 3. bis 5. behandelt. Von folgenden Systemen liegen optische Beobachtungen vor: Die Zwergnovae AH Her, AT Ara, BV Cen, MU Cen, V 373 Cen, V 436 Cen, V 442 Cen, EX Hya, HP Nor und BV Pup und die alte Nova RR Pic. Die UV Beobachtungen umfassen folgende Systeme: Die Zwergnova RU Peg, die alten Novae V 603 Aql, HR Del und RR Pic, die rekurrierende Nova T CrB und den novaähnlichen Veränderlichen TT Ari.

Im Abschnitt 5.2. werden Ausbruchstheorien von kataklysmischen Sy-

stemen diskutiert und ein aus den Beobachtungen abgeleitetes Modell über das Ausbruchverhalten damit verglichen.

Abschnitt 6. schließlich skizziert die mögliche Entwicklung der eruptiven Veränderlichen und weist sie letztlich als stark wechselwirkende Systeme aus, die ein spätes Stadium der Sternentwicklung darstellen.

2. Allgemeine Eigenschaften der Zwergnovae und verwandter Objekte

Die Einteilung der eruptiven oder kataklysmischen Veränderlichen geschieht in erster Linie nach ihrem Ausbruchsverhalten. In Tabelle 1 sind die 4 Klassen zusammengestellt: Novae, rekurrierende Novae, Zwergnovae und novaähnliche Veränderliche. Dabei werden die Zwergnovae nochmals in 3 Gruppen unterteilt, wobei die Namensgebung nach dem Prototyp erfolgt: U Geminorum -, Z Camelopardalis - und SU UMa - Sterne. In den Spalten 2 und 3 sind die Bereiche für die Ausbruchsamplituden und die dabei freiwerdende Strahlungsmenge angegeben. Die letzte Spalte gibt Auskunft über die Ausbruchsintervalle. Aus der Tabelle läßt sich entnehmen, daß sowohl die Eruptionsamplituden als auch die freiwerdenden Energien systematisch von den Novae zu den Zwergnovae hin abnehmen; andererseits nimmt die Frequenz der Ausbrüche im selben Sinne zu. Dieser Umstand veranlaßte bereits vor 50 Jahren Parenago und Kukarkin (1934) dazu, eine Beziehung zwischen der Amplitude und der Häufigkeit der Eruptionen abzuleiten.

Der "General Catalogue of Variable Stars", herausgegeben von Kukarkin (1969 bis 1976), der die wohl umfassendste Sammlung aller bis dato bekannten Veränderlichen beinhaltet, berichtet von 170 Novae und rekurrierenden Novae, 40 novaähnlichen Veränderlichen und 250 Zwergnovae. Mit der Annahme von $7^M.5$ als mittlere visuelle absolute Helligkeit für Zwergnovae schätzte Gorbatsky (1975) ihre Gesamtzahl in unserer Galaxis auf etwa 10^7 bis 10^8 ; d.h. sie stellen die größte Gruppe unter den Veränderlichen dar. Ihrer Verteilung an der Himmels-sphäre zufolge werden sie der Scheibenpopulation zugeordnet; ihr mittlerer Abstand von der Äquatorebene der Galaxis beträgt 60 pc (Kraft, 1965). Man hat allerdings einige wenige Zwergnovae in hohen galaktischen Breiten und im Halo gefunden (Haro, 1964).

Tabelle 1: Die Einteilung der kataklysmischen Veränderlichen

Klasse	Amplitude in Größenklassen	Energie pro Ausbruch (erg)	Ausbruchsfrequenz
Novae	$9^m - 14^m$	$10^{44} - 10^{45}$	Ein Ausbruch wird beobachtet
Rekurrierende Novae	$7^m - 9^m$	$10^{43} - 10^{44}$	10 - 100 Jahre
Zwergnovae			
a) U Gem	$2^m - 6^m$		15 - 100 Tage
b) Z Cam	$2^m - 5^m$	39	10 - 50 Tage Helligkeitsstillstand
c) SU UMa	$2^m - 6^m$ (normales Max.) $4^m - 8^m$ (Supermaximum)	$10^{38} - 10^{39}$	10 - 200 Tage 100 - 400 Tage
Novähnliche Veränderliche	-----	-----	Kein Ausbruch wird beobachtet

2.1. Das Grundmodell

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, handelt es sich bei den kataklysmischen Veränderlichen um halbgetrennte Doppelsternsysteme. Der Grundstein für ein allgemeines Modell, mit dem die gesamte Klasse dieser Veränderlichen beschrieben werden konnte, wurde erstmals von Crawford und Kraft (1956) am Beispiel des novaähnlichen Veränderlichen AE Aqr gelegt. Dabei handelte es sich um eine Weiterführung des von Kuiper (1941) vorgeschlagenen Modells für β Lyr. Weiter verfeinert wurde das Modell schließlich von Nather und Warner (1971) und Smak (1971b).

Die Hauptkomponente des Systems wird von einem blauen, heißen Stern des Spektraltyps sdBe gebildet. Die Sekundärkomponente stellt einen vergleichsweise kühlen, roten Stern mit einem Spektrum zwischen G und M dar. Der Großteil der Autoren geht davon aus, daß es sich um einen weißen Zwerg und einen Hauptreihenstern handelt. Im Laufe der Entwicklung des Doppelsternsystems hat sich der kühle Begleiter zu einer Kontaktkomponente entwickelt; d.h. er füllt sein inneres kritisches Roche Volumen aus. Wenn nun die Strömungsgeschwindigkeit der Materie in den obersten Schichten des kühlen Sterns vergleichsweise klein zur Umlaufbewegung beider Komponenten bleibt, geht die Materie dem System nicht verloren, sondern fließt durch den inneren Librationspunkt zur heißen Komponente ab. Aus Gründen der Drehimpulserhaltung kann die abfließende Materie nicht unmittelbar auf den heißen Begleiter fallen, sondern bildet einen quasistabilen Ring um ihn, eine Akkretionsscheibe. Der Materiestrom spiralt sozusagen langsam auf die blaue Komponente zu. Der Mechanismus der Bildung einer solchen quasistationären Scheibe ist noch immer nicht vollständig geklärt: Erste theoretische Rechnungen gehen vom eingeschränkten Drei-Körper-Problem aus und postulieren die Existenz von stabilen, infinitesimalen Kreisbahnen, die in ihrer Gesamtheit die Scheibe darstellen (Kruszewski, 1967 ; Huang, 1967). Prendergast (1960) verweist allerdings darauf, daß der Vorgang der Scheibenbildung ein rein hydrodynamisches Problem darstellt, weil schließlich die einzelnen Teilchenbahnen miteinander wechselwirken. Prendergast und Taam (1974)

und Flannery (1975) geben mit Hilfe einer weitgehend hydrodynamischen Behandlung für die Teilchentrajektorien numerische Lösungen an, die eine Scheibenbildung ermöglichen.

Als Beispiel ist in Abbildung 12 schematisch die Geometrie des Modells der Zwergnova AH Her (Schnitt durch die Bahnebene) dargestellt. Die beiden Komponenten werden von der Roche Grenze umhüllt. Der Hauptreihenstern (in der Zeichnung durch schräge Linien gekennzeichnet) füllt sein Roche Volumen vollständig aus und verliert Materie durch den inneren Librationspunkt L_1 . Um den weißen Zwerg ist gestrichelt die Akkretionsscheibe mit dem "heißen Fleck" (stark umrandetes Feld) gezeichnet. Dieser heiße Fleck entsteht bei der Kollision zwischen Materiestrom und Scheibe.

In Tabelle 2 sind alle kataklysmischen Veränderlichen mit bekannten Perioden zusammengestellt. Die Spalten 2, 3 und 4 enthalten den Typ (folgende Abkürzungen wurden benutzt: N = Nova, RN = rekurrierende Nova, NA = novaähnlicher Veränderlicher und ZN = Zwergnova mit der Unterklasse in Klammern), die scheinbare visuelle Helligkeit (V) des Minimumszustandes und die Bahnperiode (P). In den Spalten 5 und 6 stehen der Spektraltyp der Sekundärkomponente, soweit im Spektrum erkennbar, und die zugehörigen Referenzen. Die Sterne in der Tabelle 2 sind nach wachsender Periode geordnet.

Nicht in die Tabelle mit aufgenommen sind folgende eruptive Veränderliche: Die Zwergnova EY Cyg (Kraft, 1962) und die rekurrierende Nova V 1017 Sgr (Kraft, 1964a). Sie zeigen in ihren Spektren zwar beide Komponenten, aber keinerlei periodische Bahnvariationen. Dies läßt vermuten, daß wir diese Systeme praktisch senkrecht zu ihrer Bahnebene beobachten.

Die Nova CP Lac (Kraft, 1964b), der novaähnliche Veränderliche MV Lyr (Walker, 1966), die Zwergnovae SU UMa (Kraft, 1963), CN Ori (Warner und Brickhill, 1975), AH Her (Robinson, 1973a) und V 373 Cen, V 442 Cen, MU Cen und HP Nor (diese Arbeit) zeigen variable Radialgeschwindigkeiten, aber wegen der geringen Zahl der vorhandenen Spektren

Tabelle 2: Kataklysmische Systeme mit bekannter Bahnperiode

Name	Klasse [†]	V - Helligkeit Minimum (mag)	Periode	Spektraltyp (2. Komponente)	Referenz
AM CVn	NA	14 ^m .2	18 ^m	-----	Warner & Robinson (1972b)
WZ Sge	ZN (U Gem)	15 .2	1 ^h 22 ^m	-----	Krzeminski & Smak (1971)
V 436 Cen	ZN (SU UMa)	15 .4	1 ^h 30 ^m	-----	Diese Arbeit
EX Hya	ZN (U Gem)	14 .1	1 ^h 38 ^m	-----	Kraft & Krzeminski (1962)
VV Pup	NA	14 .5	1 ^h 40 ^m	-----	Herbig (1960) Warner & Nather (1962b)
Z Cha	ZN (SU UMa)	15 .2	1 ^h 47 ^m	-----	Mumford (1971) Warner (1974a)
VW Hyi	ZN (SU UMa)	13 .4	1 ^h 47 ^m	-----	Warner (1975c)
MV Lyr	NA	14 .0	~2 ^h	-----	Walker (1966)
TT Ari	NA	11 .8	3 ^h 12 ^m	-----	Smak & Stepien (1969) Cowley et al. (1975)
V 603 Aql	N	10 .5	3 ^h 19 ^m	-----	Kraft (1964a) Robinson (1974)
VZ Sc1	NA	15 .6	3 ^h 28 ^m	-----	Krzeminski (1966)

Tabelle 2: Kataklysmische Systeme mit bekannter Bahnperiode - FORTSETZUNG (1)

Name	Klasse +	V - Helligkeit Minimum (mag)	Periode	Spektraltyp (2. Komponente)	Referenz
RR Pic	N	18 ^m .8	3 ^h 29 ^m	-----	Van Houten (1966) Mumford (1971)
WW Cet	ZN (Z Cam)	15 .0	3 ^h 50 ^m	-----	Kraft (1964b) Robinson (1974)
U Gem	ZN (U Gem)	14 .5	4 ^h 10 ^m	-----	Kraft (1962) Krzeminski (1965)
SS Aur	ZN (U Gem)	14 .7	4 ^h 20 ^m	-----	Kraft & Luyten (1965)
DQ Her	N	14 .2	4 ^h 39 ^m	-----	Kraft (1959) Walker (1961)
UX UMa	NÄ	12 .3	4 ^h 43 ^m	-----	Walker & Herbig (1954) Warner & Nather (1972a)
T Aur	N	14 .9	4 ^h 54 ^m	-----	Walker (1963b) Mumford (1967) Pringle (1975)
RX And	ZN (Z Cam)	12 .6	5 ^h 05 ^m	-----	Kraft (1962) Robinson (1974)

Tabelle 2: Kataklysmische Systeme mit bekannter Bahnperiode - FORTSETZUNG (2)

Name	Klasse [†]	V - Helligkeit Minimum (mag)	Periode	Spektraltyp (2. Komponente)	Referenz
RW Tri	NA	12 ^m .9	5 ^h 34 ^m	-----	Walker (1963a)
SS Cyg	ZN (U Gem)	12 .1	6 ^h 38 ^m	dG5	Kraft (1962) Walker & Chincarini (1968)
Z Cam	ZN (Z Cam)	13 .6	6 ^h 56 ^m	dG1	Kraft et al. (1969)
EM Cyg	ZN (Z Cam)	12 .9	7 ^h 00 ^m	G - K	Mumford & Krzeminski (1969) Robinson (1974)
RU Peg	ZN (U Gem)	13 .1	8 ^h 54 ^m	G8 III-Vn	Kraft (1962)
AE Aqr	NA	11 .5	9 ^h 53 ^m	K2V	Joy (1954)
BV Cen	ZN (U Gem)	14 .2	14 ^h 38 ^m	G5-G8 IV-V	Vogt & Breysacher (1978)
GK Per	N	13 .0	16 ^h 26 ^m	K2 IVp	Paczynski (1965) Robinson (1974) Kraft (1964b)
T CrB	RN	10 .8	227 ^d .5	gM3	Kraft (1958)

[†] Die Abkürzungen bedeuten: ZN = Zwergnova, N = Nova, RN = rekurrierende Nova, NA = novaähnlicher Veränderlicher.

läßt sich keine eindeutige Periode angeben.

Aus der Tabelle 2 läßt sich ablesen, daß das Ausbruchsverhalten der eruptiven Systeme nicht direkt mit der Bahnperiode zusammenhängt; denn sonst müßten sich zwischen den einzelnen Typen hinsichtlich der Perioden deutliche Abgrenzungen ergeben. Das unterschiedliche Ausbruchsverhalten erklärt sich also nicht unmittelbar aus den beteiligten Massen oder deren Abstand voneinander.

2.2. Eigenschaften im Minimumszustand

Die Pionierleistungen spektroskopischer Arbeit wurden von Humason (1938) an Novae und von Elvey und Babcock (1943) an Zwergnovae erbracht. Obwohl die Auflösung der Spektren noch relativ gering war (Dispersion um $300 \text{ \AA/mm}$), zeigten sie schon alle wichtigen spektroskopischen Merkmale dieser Systeme.

Neben einem ausgeprägten Kontinuum treten Emissionslinien der Balmerreihe und Helium I auf. Gelegentlich wird das Absorptionsspektrum des späten Begeleiters mit Eisen I -, Chrom I -, Kalzium I - und Titan I -Metalllinien sichtbar. Die Emissionslinien in den Spektren der Novae und rekurrierenden Novae stammen von höher ionisierten Elementen als die der Zwergnovae: So erscheint die C III - N III Gruppe bei der Wellenlänge $4650 \text{ \AA}$ fast nur in den Novae, Helium II bei $4686 \text{ \AA}$ in Emission tritt stark in Novae und rekurrierenden Novae auf. Oft findet man in den Spektren Kalzium II bei $3934 \text{ \AA}$ in Emission. Abbildung 19 zeigt ein Spektrum der Zwergnova V 373 Cen. Die Ursache für das intensive, blaue Kontinuum und die Emissionslinien ist die Scheibe und der heiße Fleck; die Emissionslinien stammen ausschließlich von der Akkretionsscheibe.

Walker (1957) stellte ein erstes umfangreiches photometrisches Programm zur Beobachtung von kataklysmischen Veränderlichen zusammen. Er entdeckte, daß das Auftreten von kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen ("Flickering") in der Größenordnung von Sekunden und Minuten

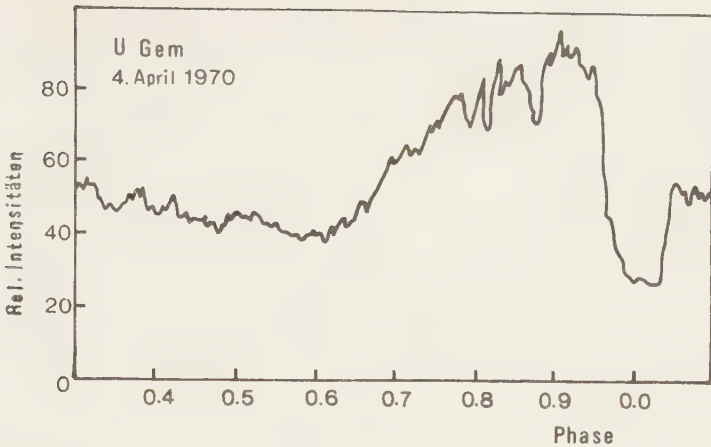


Abbildung 2: Die Lichtkurve der Zwergnova U Gem

Aufgenommen am 4. April 1970 von Warner und Nather (1971).
Die Ordinate ist in relativen Intensitätseinheiten gegeben.

ein gemeinsames Merkmal aller im Minimum aufgenommenen Lichtkurven ist. Erklärt wird diese Erscheinung mit dem Vorhandensein des heißen Flecks. Er ist auch der Grund für das Zustandekommen von Minima und Lichtbuckel in den Lichtkurven, wobei der Bahnneigungswinkel des eruptiven Systems größer als etwa 60° sein sollte. Eine solche typische Lichtkurve zeigt Abbildung 2. Es handelt sich um die Zwergnova U Gem, die von Warner und Nather (1971) beobachtet wurde. Die Abszisse gibt die Phase, die Ordinate relative Intensitäten an. Neben den kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen (die Periode von U Gem ist $4^h 10^{min}$; die Zeit zwischen 2 Skalenstrichen auf der horizontalen Achse entspricht 25 Minuten) bildet sich zwischen der Phase 0.5 und 0.9 allmählich ein Lichtbuckel, der bei 0.9 sein Maximum erreicht; der Beobachter sieht den heißen Fleck mehr und mehr auf sich "zukommen", bis er bei Phase 0.9 genau in der Sehlinie liegt. Bei der Phase 0.95 mündet der Lichtbuckel abrupt in ein tiefes Minimum, das von 0.95 bis 1.05 dauert; der heiße Fleck wird durch den roten Begleiter bedeckt. Nach der Rückkehr aus dem Minimum flacht die Lichtkurve zwi-

schen der Phase 0.1 und 0.5 etwas ab; der heiße Fleck verschwindet hinter der Scheibe. Aus diesem Verhalten läßt sich der Anteil des heißen Flecks und der Scheibe am Gesamtlicht des Systems abschätzen. Daraus ergibt sich, daß in manchen Zwergnovae der heiße Fleck kaum in Erscheinung tritt, wie z.Bsp. in SS Cyg, daß er dagegen in anderen die dominante Lichtquelle darstellt, wie z.Bps. in AB Dra und RX And (Szkody, 1976 a).

Kraft und Luyten (1965) bestimmten aus Eigenbewegungen und Radialgeschwindigkeiten von 25 Zwergnovae die mittlere Parallaxe; daraus leiteten sie eine mittlere absolute visuelle Helligkeit $\overline{M_V}$ von $7^{M.5}$ für Zwergnovae im Minimum ab. Der von ihnen ermittelte Wert wird auch heute noch voll akzeptiert. McLaughlin (1960) bestimmte die mittlere absolute Helligkeit für Novae zu $4^{M.5}$. UV-Beobachtungen (Holm und Gallagher, 1974) an SS Cyg ergeben für das Kontinuum eine Farbtemperatur um 22000 K; demzufolge kann eine bolometrische Korrektur von 2 Größenklassen angenommen werden. Für die absolute bolometrische Helligkeit der Zwergnovae erhält man damit $5^{M.5}$. Mit Hilfe der Formel

$$L = (10^{-0.4 (M_{bol} - M_{bol\odot})}) L_{\odot}$$

und $M_{bol\odot} = +4^{M.77}$ erhält man für die Leuchtkraft L der Zwergnovae $L = 0.5 L_{\odot}$. UV-Beobachtungen von denselben Autoren an den Novae RR Pic und V 603 Aql ergeben für die Leuchtkraft der Novae einen Wert um $10 L_{\odot}$.

2.3. Eigenschaften im Maximumzustand

Beim Anstieg ins Helligkeitsmaximum nimmt die Stärke des Kontinuums um einen Faktor 10 bis 100 zu. Die Emissionslinien des Minimums verlieren sich im Kontinuum und an ihre Stelle treten relativ breite und flache Absorptionslinien der Balmerreihe und von Helium I. Abbildung 20 zeigt das Ausbruchsspektrum von V 373 Cen; diese Zwerg-

nova konnte sowohl im Minimum als auch im Maximum beobachtet werden. Der Vergleich der Emissionsprofile im Minimum mit den Linienprofilen im Maximum weist darauf hin, daß die Absorptionslinien ebenfalls in der Scheibe gebildet werden.

Sensationell war die Entdeckung der periodischen Oszillationen Anfang der siebziger Jahre (Warner und Robinson, 1972a). Diese Periodizitäten konnten bislang, trotz intensiver weltweiter Bemühungen, nur im Ausbruchmaximum und im darauffolgenden Abstieg zum Minimum beobachtet werden. In Tabelle 3 sind alle bis heute bekannten kataklysmischen Veränderlichen mit dieser Eigenschaft zusammengestellt. Die Tabelle enthält die Oszillationsperiode und das Ausbruchsintervall von 20 eruptiven Systemen, dabei wurden in Spalte 2 dieselben Abkürzungen wie in Tabelle 2 verwendet. In der letzten Spalte sind wieder die entsprechenden Referenzen aufgeführt. Der Bereich der Oszillationen bewegt sich zwischen 10 und 120 Sekunden. Erklärt werden sie als eine mögliche Oszillation eines hinter der Akkretionsscheibe verborgenen weißen Zwerges. Die Entdeckung weiterer Oszillationen in eruptiven Systemen steht sicherlich noch aus, zumal wegen des recht unterschiedlichen Ausbruchsverhaltens zur Beobachtung dieses Phänomens schon eine Portion Glück und Ausdauer gehört.

Zwei interessante Eigenschaften sollen zum Schluß dieses Kapitels noch beschrieben werden. Schließlich haben sie letztlich dazu geführt, die Zwergnovae in U Gem-, Z Cam- und SU UMa-Sterne zu unterteilen: das "Stillstand" - und das "Supermaximum" - Phänomen.

Die Z Cam - Sterne zeigen in unregelmäßigen Zeitabständen unmittelbar nach dem Helligkeitsmaximum sogenannte "Stillstände"; diese ereignen sich in allen beobachteten Fällen etwa 1 Größenklasse unterhalb des Helligkeitsmaximums und dauern von wenigen Tagen bis zu einigen Jahren. In dieser Zeit bleibt die visuelle Helligkeit des Systems konstant. Danach erfolgt der weitere Abstieg zum Minimum.

Neben dem normalen Ausbruch existiert in SU UMa - Sternen ein "Supermaximum", das im Durchschnitt 1 Größenklasse heller ist. Eine zusam-

Tabelle 3: Kataklysmische Veränderliche, die im Maximum Oszillationen zeigen

Name	Klasse	Oszillation (sek)	Ausbruchintervall (Tage)	Referenz
RX And [†]	ZN (Z Cam)	35.5	14	Szkody (1976b)
Z Cam	ZN (Z Cam)	16.0 - 18.8	20	Warner & Robinson (1972a) Robinson (1973b)
V 436 Cen	ZN (SU UMa)	19.5 - 20.5	<164	Warner & Brickhill (1975) Warner (1975a)
Z Cha	ZN (SU UMa)	27.7	82	Warner (1974a)
SY Cnc	ZN (Z Cam)	20.3 - 33.6	27	Robinson (1973c) Nevo & Sadeh (1978)
YZ Cnc	ZN (SU UMa)	27.0	10	Moffet & Barnes (1974)
CD -42°14462	NA	18.5 - 32.0	----	Warner (1973a) Hesser et al. (1974) Warner & Brickhill (1975)
AM CVn	NA	112.8-121.0	----	Warner & Robinson (1972b)
SS Cyg	ZN (U Gem)	9.8	52	Kiplinger (1978)
EM Cyg [†]	ZN (Z Cam)	16.4 - 16.7	22	Nevo & Sadeh (1978)

Tabelle 3: Kataklysmische Veränderliche, die im Maximum Oszillationen zeigen - FORTSETZUNG (1)

Name	Klasse	Oszillation (sek)	Ausbruchintervall (Tage)	Referenz
AH Her	ZN (ZCam)	24.1 - 34.8	20	Warner & Robinson (1972a) Warner & Brickhill (1975) Nevo & Sadeh (1978)
DQ Her	N	71.1	----	Walker (1954); Warner et al. (1972) Patterson et al. (1978)
VW Hyi	ZN (SU UMa)	28.0 - 35.0 86.0 - 92.8	27	Warner & Brickhill (1975) Haefner et al. (1978)
CN Ori	ZN (Z Cam)	24.3 - 25.0	19	Warner & Robinson (1972a)
RU Peg	ZN (U Gem)	11.6 - 11.8	66	Patterson et al. (1977)
KT Per	ZN (Z Cam)	26.7 - 26.8	12	Robinson (1973c)
RR Pic	N	26.0 - 37.0	----	Warner (1975b)
V Sge	NÄ	15.9 - 47.7	----	Patterson (private Veröffentlichung)
WZ Sge	ZN (U Gem)	27.9 - 29.0	33	Robinson et al. (1978)
UX UMa	NÄ	28.5 - 30.0	----	Warner & Nather (1972a) Nather & Robinson (1974)

[†] Die beobachteten Oszillationen sind nicht gesichert

menfassende Darstellung dieser Gruppe wurde von Vogt (1979) gegeben. Am Beispiel von SU UMa, dem Prototyp dieser Gruppe, soll dieses Verhalten skizziert werden: Der Stern zeigt etwa alle 13 Tage ein normales Maximum; in Abständen von 180 Tagen findet ein Superausbruch statt. Die Dauer eines normalen Maximums liegt bei 2 Tagen, während das Supermaximum 13 Tage anhält. Auffällig ist, daß alle 9 bekannten Vertreter zu den kataklysmischen Veränderlichen mit den kürzesten Perioden zählen. In den Tabellen 2 und 3 steht hinter der Abkürzung ZN (für Zwergnova) in Klammern jeweils die Gruppenzugehörigkeit. Die physikalische Ursache dieses Ausbruchsphänomens ist noch völlig ungeklärt.

3. Die Beobachtungen

Eine Liste aller in dieser Arbeit untersuchten kataklysmischen Veränderlichen enthält Tabelle 4. Neben dem Typ des Veränderlichen stehen Angaben zu den Koordinaten (aus: "General Catalogue of Variable Stars", Kukarkin, 1969 - 1976), den V - Helligkeiten für Minimum und Maximum, den Ausbruchsintervallen (bei den Novae und den rekurrierenden Novae steht das Jahr des Ausbruchs in Klammern) und dem Modus der Beobachtungen. Untersucht wurden 3 alte Novae, 1 rekurrierende Nova, 1 novaähnlicher Veränderlicher und 11 Zwergnovae.

3.1. Photoelektrische Beobachtungen

Die photoelektrischen Untersuchungen der Zwergnova AH Her wurden im Mai 1977 mit dem 1m-Spiegelteleskop des Observatoriums Hoher List (Eifel) und im Juni 1977 mit dem 1.2m-Teleskop des Wise Observatory in Israel (Mitzpe Ramon) durchgeführt. Die Beobachtungen sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Die Angaben über den jeweiligen Helligkeitszyklus wurden mir freundlicherweise von der A.A.V.S.O. (American Association of Variable Star Observers) zur Verfügung gestellt. An beiden Teleskopen wurde ein Photomultiplier vom Typ 1P21 benutzt, dessen maximale Empfindlichkeit bei etwa 4000 Å liegt. Alle Messungen wurden im 2-Kanal Betrieb im U, B, V - Johnson Standard-system durchgeführt.

3.2. Spektroskopische Beobachtungen

Die spektrographischen Beobachtungen wurden in den Jahren 1974 bis 1978 mit den 1m-, 1.52m- und 3.6-Spiegelteleskopen der Europäischen Südsternwarte (ESO) in Chile von N. Vogt (La Silla) durchgeführt. Die Beobachtungsdaten für die Zwergnovae AT Ara, BV Cen, MU Cen, V 373 Cen, V 436 Cen, V 442 Cen, EX Hya, HP Nor, BV Pup und die alte Nova RR Pic sind in Tabelle 6 enthalten. Die Angaben der letzten Spal-

Tabelle 4: Liste der beobachteten kataklysmischen Systeme

Name	Klasse	Koordinaten α (1900) δ	V - Helligkeit Minimum Maximum (mag)	Ausbruchintervall (Tage) ²	Modus ¹
V 603 Aql	N	18 ^h 43 ^m 48 ^s +00 ^o 28'.4	10 ^m .5 -1 ^m .1	(1918)	UV
AT Ara	ZN (U Gem)	17 23 09 -46 01.1	15 .8 13 .0	70	OP
TT Ari	NÄ	02 01 27 +14 48.2	11 .8 10 .2	----	UV
BV Cen	ZN (U Gem)	13 25 02 -54 27.5	14 .2 10 .5	99	OP
MU Cen	ZN (U Gem)	12 07 42 -43 54.0	<15 .5> 12 .4	55	OP
V 373 Cen	ZN (U Gem)	12 20 42 -45 16.0	15 .8 13 .5	?	OP
V 436 Cen	ZN (SU UMa)	11 09 12 -37 08.1	15 .4 11 .9	25	OP
V 442 Cen	ZN (U Gem)	11 19 59 -35 20.8	>16 .5 11 .7	55	OP
T CrB	RN	15 55 19 +26 12.2	10 .8 2 .0	(1866,1946)	UV
HR Del	N	20 37 48 +18 48.1	12 .0 3 .5	(1967)	UV
AH Her	ZN (Z Cam)	16 40 02 +25 26.2	14 .7 10 .2	20	PE
EX Hya	ZN (U Gem)	12 47 01 -28 42.9	14 .1 11 .4	465	OP
HP Nor	ZN (U Gem)	16 12 54 -54 37.8	15 .3 12 .9	23	OP
RU Peg	ZN (U Gem)	22 09 09 +12 12.4	13 .1 9 .0	66	UV
RR Pic	N	06 34 44 -62 33.3	12 .8 1 .2	(1925)	UV/OP
BV Pup	ZN (U Gem)	07 44 50 -23 19.0	15 .1 13 .1	19	OP

¹ Die Abkürzungen bedeuten: UV = UV-Spektren, OP = Optische Spektren, PE = Photoelektrische Beobachtungen.

² Bei den Novae (N) und der rekurreierenden Nova (RN) ist das Jahr des Ausbruchs in Klammern angegeben.

Tabelle 5: Photoelektrische Beobachtungen der Zwergnova AH Her

Beobachtungsort	Datum	Beobachtungsbeginn in JD (2443 000. ^d 0 +)	Gesamtdauer (min)	Integrations- zeit (sek)	Bemerkung
Wise - Observatory	05.05.1977	269 ^d .3314	120	10	System ist im Minimum (siehe Abbildung 3) : m _V um 13 ^m .8
Wise - Observatory	05.05.1977	269 ^d .4686	160	10	
Wise - Observatory	06.05.1977	270 ^d .4817	100	5	
Hoher List	10.06.1977	305 ^d .5010	90	6	Abfall vom Ma- ximum am 4.6.1977 (Abbildung 3) : m _V um 12 ^m .4

Tabelle 6: Spektroskopische Beobachtungen

Name	Klasse	Teleskop 1	Datum	Zeitmitte in JD (244 0000. d ₀ +)	Belichtungs- zeit (min)	Dispersion $\frac{\text{\AA}}{\text{mm}}$	Bemerkung
AT Ara	ZN (U Gem)	1m 1.52m	08.05.1975	2541 .81181	120	86	Nahe dem Minimum: m_V um 15 ^m .5
				2929 .77153	72	256	
				2929 .83472	90	256	
			01.06.1976	2929 .89931	76	256	
				2931 .83056	80	256	
				2931 .89826	85	256	
BV Cen	ZN (U Gem)	1m	02.06.1976	2932 .87049	97	173	Nahe dem Minimum: m_V um 14 ^m .0
				2539 .56181	40	86	
				2541 .49132	45	86	
			08.05.1975	2541 .53681	60	86	
				2541 .58681	60	86	
				2541 .63750	60	86	
			09.05.1975	2541 .68889	60	86	
				2541 .73889	60	86	
				2542 .64583	60	86	
				2542 .68889	60	86	
				2542 .74097	60	86	
				2542 .78403	60	86	
MU Cen	ZN (U Gem)	1.52m	31.05.1976	2930 .58264	60	256	Minimum: m_V um 15 ^m .5
				2930 .65069	120	256	
			01.06.1976	2931 .57361	90	256	

Tabelle 6: Spektroskopische Beobachtungen - FORTSETZUNG (1)

Name	Klasse	Teleskop ¹	Datum	Zeitmitte in JD (244 0000. ^d 0 +)	Belichtungs- zeit (min)	Dispersion ($\frac{\text{\AA}}{\text{mm}}$)	Bemerkung			
MU Cen	ZN (U Gem)	3.6m	27.03.1978	3595 ^d .81892	6.5	114	Minimum: m_V um 15 ^m .5			
				3595 .82894	5.3	114				
				3595 .83594	5.5	114				
				3595 .84184	6.5	114				
V 373 Cen	ZN (U Gem)	1.52m	30.05.1976	2929 .67500	60	256	Maximum: m_V um 13 ^m .5			
				2929 .71667	32	256				
			31.05.1976	2930 .51875	40	256				
				2931 .49688	31	256				
			01.06.1976	2931 .51910	15	256				
				2932 .65208	42	173				
			26.03.1978	3594 .76528	10	114	Nahe dem Minimum: m_V um 15 ^m .5			
				3594 .77500	10	114				
			27.03.1978	3595 .87083	12	114				
				3595 .88113	11.6	114				
			V 436 Cen	ZN (SU UMa)	3.6m	26.03.1978	3594 .73542	10	114	Nahe dem Minimum: m_V um 15 ^m .0
							3594 .74514	10	114	
	3594 .80000	4				114				
	3594 .80625	10				114				
	3594 .81597	10				114				
	3594 .82500	10				114				
	3594 .83403	10				114				

Tabelle 6: Spektroskopische Beobachtungen - FORTSETZUNG (2)

Name	Klasse	Teleskop 1	Datum	Zeitmitte in JD (244 0000.00 +)	Belichtungs- zeit (min)	Dispersion $\frac{\text{\AA}}{\text{mm}}$	Bemerkung
V 436 Cen	ZN (SU UMa)	3.6m	26.03.1978	3594 ^d .84236	10	114	Nahe dem Minimum: m_V um 15 ^m .0
				3594.85069	10	114	
			27.03.1978	3595.75278	10	114	
				3595.76181	10	114	
				3595.77500	10	114	
				3595.78403	10	114	
V 442 Cen	ZN (U Gem)	3.6m	27.03.1978	3595.79479	1	114	Maximum: m_V um 11 ^m .8
				3595.79838	1.3	114	
				3595.80069	2	114	
				3595.80392	1.3	114	
				3595.84757	1	114	
				3595.85023	0.7	114	
				3595.85301	0.7	114	
				3595.85509	0.7	114	
				3595.85718	0.7	114	
				3596.81719	1.5	114	
			28.03.1978	3596.82072	1.7	114	
				3596.82616	1.3	114	
				3596.82837	1.7	114	
				3596.83274	2.3	114	
				3596.83530	1.7	114	
				3596.83810	1.7	114	

Tabelle 6: Spektroskopische Beobachtungen - FORTSETZUNG (3)

Name	Klasse	Teleskop λ	Datum	Zeitmitte in JD (244 0000.00 +)	Belichtungs- zeit (min)	Dispersion $\frac{\Delta}{\text{mm}}$	Bemerkung
V 442 Cen	ZN (U Gem)	3.6m	28.03.1978	3596 ^d .84082	1.6	114	Maximum: m_V um 11 ^m .8
				3596 .84365	1.7	114	
EX Hya	ZN (U Gem)	3.6m	28.03.1978	3596 .87285	7.8	114	Minimum: m_V um 14 ^m .0
HP Nor	ZN (U Gem)	1.52m	31.05.1976	2930 .72847	60	256	Maximum: m_V um 13 ^m .2
				2930 .76597	30	256	
			01.06.1976	2931 .76285	15	256	
				2931 .77874	8	256	
		3.6m	02.06.1976	2932 .80556	20	173	Maximum: m_V um 13 ^m .2
				2932 .82361	10	173	
			26.03.1978	3594 .86840	3	114	
				3594 .87153	2	114	
			27.03.1978	3594 .87465	1	114	
				3595 .90556	2	114	
				3595 .90926	2.7	114	
				3595 .91238	1.7	114	
			28.03.1978	3596 .89170	8.1	114	
				3596 .90063	7.8	114	
				3596 .90979	8.2	114	

Tabelle 6: Spektroskopische Beobachtungen - FORTSETZUNG (4)

Name	Klasse	Teleskop ¹	Datum	Zeitmitte in JD (244 0000.00 +)	Belichtungs- zeit (min)	Dispersion (Å/mm)	Bemerkung
RR Pic	N	1m	08.12.1974	2390 ^d .72361	30	225	m _v um 12 ^m .8
			09.12.1974	2391.84618	17	86	
			11.12.1974	2393.84896	19	86	
			20.12.1975	2767.84340	45	86	
			27.12.1975	2774.82917	42	86	
BV Pup	ZN (U Gem)	1m	08.12.1974	2390.80694	110	225	Minimum: m _v um 15 ^m .0
			28.12.1975	2775.77083	220	86	

¹ Alle Spektren wurden an der Europäischen Südsternearte (ESO) in Chile aufgenommen.

te resultieren aus Abschätzungen der Sternhelligkeiten während der Beobachtung. Die Teleskope waren mit einem Image-Tube Spektrographen der Firma Boller & Chivens ausgerüstet. Kodak - Photoplatten folgender Emulsion wurden verwendet: IIaD (B), IIIaJ (B) und 127 04 (B). Diese Emulsionen sind den jeweiligen optischen Eigenschaften des Phosphors der verwendeten Bildwandlerröhre angepaßt. Der effektive Wellenlängenbereich der Spektren liegt zwischen 4000 Å und 6000 Å. Insgesamt liegen 89 optische Spektren vor.

3.3. UV - Beobachtungen

Die ultravioletten Beobachtungen wurden im Juli 1979 mit dem IUE - Satelliten in Zusammenarbeit der Astronomischen Institute Bamberg, Heidelberg, La Silla, Bonn und Münster durchgeführt. Die Instrumente des Satelliten wurden ausführlich von Boggess et al. (1978) beschrieben. Das Teleskop in Verbindung mit dem Spektrographen besitzt eine ausreichend hohe Empfindlichkeit, um Spektren mittlerer Auflösung von 7 Å im Wellenlängenbereich 1150 Å bis 3200 Å der helleren kataklysmischen Veränderlichen aufzunehmen. Die Beobachtungen der Novae V 603 Aql, HR Del und RR Pic, der rekurrierenden Nova T CrB, des novähnlichen Veränderlichen TT Ari und der Zwergnova RU Peg sind in Tabelle 7 zusammengestellt. Mit Ausnahme von TT Ari, für das nur ein SWP - Spektrum (Bereich von 1150 Å bis 1950 Å) vorliegt, wurden alle übrigen Programmsterne in den Wellenlängenbereichen SWP und LWR (Bereich von 1900 Å bis 3200 Å) beobachtet. Alle Sterne wurden mit dem großen Spektrographenspalt beobachtet (LA : ovaler Schlitz mit 10" x 20" Öffnung); die Novae V 603 Aql und RR Pic zusätzlich noch mit dem kleinen Spalt (SA : runde Öffnung mit 3" Durchmesser), um einen möglichen Beitrag der expandierenden Gashölle zu erhalten. Dies ist aber in beiden Fällen nicht mit Sicherheit gelungen. Die Helligkeit von RU Peg während der Beobachtung wurde durch Vergleich mit der Helligkeit von Sternen in der Umgebung abgeschätzt. Für unsere Untersuchung der alten Nova RR Pic, beispielsweise, stehen damit Beobachtungen im Spektralbereich von 1200 Å bis 6000 Å (mit einer Lücke von 500 Å bei der Wellenlänge 3500 Å) zur Verfügung.

Tabelle 7: UV - Beobachtungen

Name	Klasse	Datum	Belichtungs- zeit (min)	Wellenlängen- bereich	Spektrographen- spalt	V-Helligkeit (mag)
V 603 Aql	N	10.07.1979	20/12	SWP / LWR	SA	10 ^m .5
		10.07.1979	15/6	SWP / LWR	LA	10 ^m .5
TT Ari	NÄ	12.07.1979	18	SWP	LA	11 ^m .8
T CrB	RN	10.07.1979	27/15	SWP / LWR	LA	10 ^m .8
HR Del	N	10.07.1979	40/10	SWP / LWR	LA	12 ^m .0
RU Peg	ZN (U Gem)	10.07.1979	30/20	SWP / LWR	LA	um 13 ^m .0
RR Pic	N	12.07.1979	40/30	SWP / LWR	SA	12 ^m .8
		12.07.1979	20/10	SWP / LWR	LA	12 ^m .8

1 Die Abkürzungen bedeuten: SWP = Kurzer Wellenlängenbereich (1900 Å - 3200 Å)
LWR = Langer Wellenlängenbereich (1150 Å - 3200 Å)

SA = Kleine Spektrographenblende
LA = Große Spektrographenblende

4. Die Analyse der Beobachtungen

4.1. Photoelektrische Beobachtungen der Zwergnova AH Her

Erste Hinweise auf die Veränderlichkeit der Zwergnova AH Her stammen von Esch (1932) in seinem Bericht "Über einige Veränderliche langer Periode". Er erwähnt, daß Ceraski bereits 1923 entdeckte, daß der Stern AH Her im Maximum eine Helligkeit bis zu $10^{\text{m}}.5$ Größenklassen erreicht. Prager (1936/1937) vermutete aufgrund seiner Beobachtungen im Jahr 1936, daß dieser Stern der Gruppe der Z Cam-Veränderlichen angehört. Eine erste umfassende Untersuchung des Helligkeitswechsels dieses Sterns auf 484 Harvard - Platten aus den Jahren 1928 - 1939 bestätigte diese Vermutung (Jacchia, 1941). Außerdem konnte eine mittlere Ausbruchsperiode von 20 Tagen abgeleitet werden.

4.1.1. Reduktion der Daten

Die photoelektrischen Beobachtungen am Wise Observatory in Israel und am Hohen List in der Eifel wurden mit einem 2-Kanal Photometer durchgeführt. Dabei werden der Veränderliche und der Vergleichssterne zur selben Zeit beobachtet. Bis auf sporadische Messungen des Himmels hintergrundes können die Beobachtungen kontinuierlich erfolgen. Zu Beginn und gegen Ende der Nacht wurde eine Reihe von Standardsternen zum Anschluß der Messungen an das UBV-System photometriert.

Die verwendeten U, B, V - Filter des Johnson-Systems besitzen die isophoten Wellenlängen: $\lambda_U = 3500 \text{ \AA}$, $\lambda_B = 4350 \text{ \AA}$, $\lambda_V = 5550 \text{ \AA}$.

Die Reduktion der Daten geschieht differentiell, d.h. die Zählraten beider Sterne in den jeweiligen Filtern werden nach Abzug des Himmels hintergrundes im Sinne "Veränderlicher minus Vergleichssterne" aufeinander bezogen. Zusätzlich müssen noch Korrekturen, resultierend aus der Extinktion und der farbabhängigen Extinktion der Erdatmosphäre, an die Helligkeitsdifferenzen angebracht werden; sie betragen ma-

ximal $0^{m.01}$ Größenklassen. Schließlich werden die Helligkeitswerte in das internationale U, B, V - Standardsystem transformiert. Die jeweiligen Zählraten der U- und V-Messungen werden auf den Zeitpunkt der B-Messung bezogen. Dabei treten wegen Integrationszeiten von 5 bis 10 Sekunden je Filter maximale Interpolationsspannen von 30 Sekunden in den Zählraten auf. Der gesamte Auswertevorgang ist ausführlich von Johnson (1966) beschrieben worden. In Tabelle 5 sind alle Beobachtungsdaten zusammengestellt.

Die Auswertungen geschahen sowohl mit dem HP-Rechner 9820 der Remeis-Sternwarte in Bamberg als auch am Regionalen Rechenzentrum in Erlangen.

4.1.2. Ausbruchsverhalten während des Beobachtungszeitraumes

Die Vereinigung der A.A.V.S.O. hat die visuellen Beobachtungen von AH Her für den Zeitraum vom März bis September 1977 zur Verfügung gestellt. In Tabelle 8 sind die Ausbrüche mit ihrem Datum, dem dazwischenliegenden Intervall und der Ausbruchshelligkeit zusammengestellt. Zur besseren Veranschaulichung sind die einzelnen Maxima durchnummeriert.

Abbildung 3 zeigt alle verfügbaren visuellen Helligkeiten zwischen April und Juli 1977; insgesamt wurden in diesem Zeitraum 4 Ausbrüche registriert (Maxima Nr.3 bis Nr.6 nach Tabelle 8). Die eingezeichneten Pfeile zeigen die Helligkeit von AH Her während unserer lichtelektrischen Beobachtungen: am 5. und 6. Mai 1977 im Minimum; am 10. Juni 1977 im Abstieg vom Maximum, noch etwa 1.5 Größenklassen über der Minimumshelligkeit. Der zugehörige Ausbruch ereignete sich am 4. Juni 1977 mit einer Helligkeit von $11^{m.4}$ Größenklassen (in Tabelle 8 Maximum Nr. 5). Der gesamte Abfall erfolgte zwischen dem 8. und 14. Juni, dauerte also 6 Tage. Die damit verbundene Helligkeitsabnahme war 2.5 Größenklassen, was einer mittleren Abnahme von 0.02 Größenklassen pro Stunde entspricht. Robinson (1973a) beobachtete dagegen im Sommer 1972 eine mittlere Abfallrate von 0.08 Größenklassen pro Stunde. Diese Abstiegsraten variieren sehr stark, die für AH Her ge-

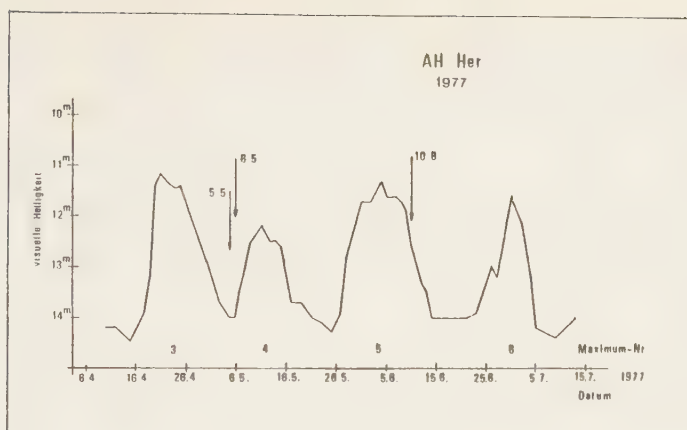


Abbildung 3: Ausbruchsverhalten der Zwergnova AH Her

Beobachtet über den Zeitraum April 1977 bis Juli 1977.

Die Maxima sind entsprechend der Tabelle 8 durchnummeriert.

Tabelle 8: Ausbruchsverhalten der Zwergnova AH Her für das Jahr 1977

Maximum (Nr.)	Datum (1977)	Jul. Datum (2443 000 ^d .0 +)	Intervall (Tage)	vis. Helligkeit (mag)
1	12.03.	215		11 ^m .4
2	30.03.	233	18	11 ^m .8
3	21.04.	255	22	11 ^m .2
4	11.05.	275	20	12 ^m .2
5	04.06.	299	24	11 ^m .4
6	30.06.	325	26	11 ^m .6
7	20.07.	345	20	11 ^m .0
8	07.08.	363	18	11 ^m .0
9	23.08.	379	16	11 ^m .5
10	13.09.	400	21	11 ^m .0

fundenen Werte können aber im Vergleich mit anderen Zwergnovae als durchschnittlich betrachtet werden, vgl. U Gem im Mittel $0^m.06$ (Mumford, 1964), VW Hyi $0^m.04$ (Haefner et al., 1978).

Tabelle 8 demonstriert in Verbindung mit Abbildung 3 noch eine Reihe weiterer recht interessanter Merkmale, die mit dem Ausbruch verbunden sind, aber für die gesamte Gruppe der Zwergnovae recht typisch sind:

Der Helligkeitsanstieg geschieht in kürzerer Zeit als der Abfall ins Minimum: So erfolgt der Anstieg im Durchschnitt innerhalb von 1 bis 3 Tagen und die Helligkeit fällt nach etwa 5 Tagen im Maximum im Zeitraum von 3 bis 6 Tagen zum Minimum ab.

Die internen Helligkeitsschwankungen im Ausbruchmaximum können mehr als eine Größenklasse betragen: Zwischen Maximum Nr.3 und Nr.4 beträgt die Helligkeitsdifferenz eine Größenklasse, während die Maxima Nr.7 und Nr.8 keine Helligkeitsunterschiede zeigen und die Schwanungsbreite für alle 10 Maxima sogar 1.2 Größenklassen ist.

Der Ausbruchszyklus variiert um fast 50 %: Im betrachteten Zeitraum ist das Intervall von 26 Tagen zwischen Maximum Nr.5 und Nr.6 das längste, mit 16 Tagen zwischen Maximum Nr.8 und Nr.9 das kürzeste. Im Mittel ergibt sich für die 10 Ausbrüche ein Intervall von 20.6 Tagen. Aufgrund von Beobachtungen in den Jahren 1935 bis 1980 konnte eine mittlere Periode von 19.8 Tagen abgeleitet werden; wobei etwa 700 beobachtete Maxima zur Verfügung standen. Ein Vergleich mit den 20.6 Tagen im Jahr 1977 zeigt, daß das Ausbruchsverhalten im Beobachtungszeitraum keinerlei Besonderheiten aufweist, wie etwa mögliche Stillstände.

Parenago und Kukarkin (1934) wiesen auf eine Korrelation zwischen dem Ausbruchszyklus und der Stärke der Helligkeitsmaxima hin; danach sind die Ausbrüche umso stärker, je länger die Spanne zwischen den Maxima ist. Die Untersuchung der vorliegenden 10 Maxima zeigt kein solches Verhalten, wobei einschränkend bemerkt werden muß, daß der zur Verfügung stehende Zeitraum vermutlich zu kurz ist, um einen deutlichen

Trend zu erkennen.

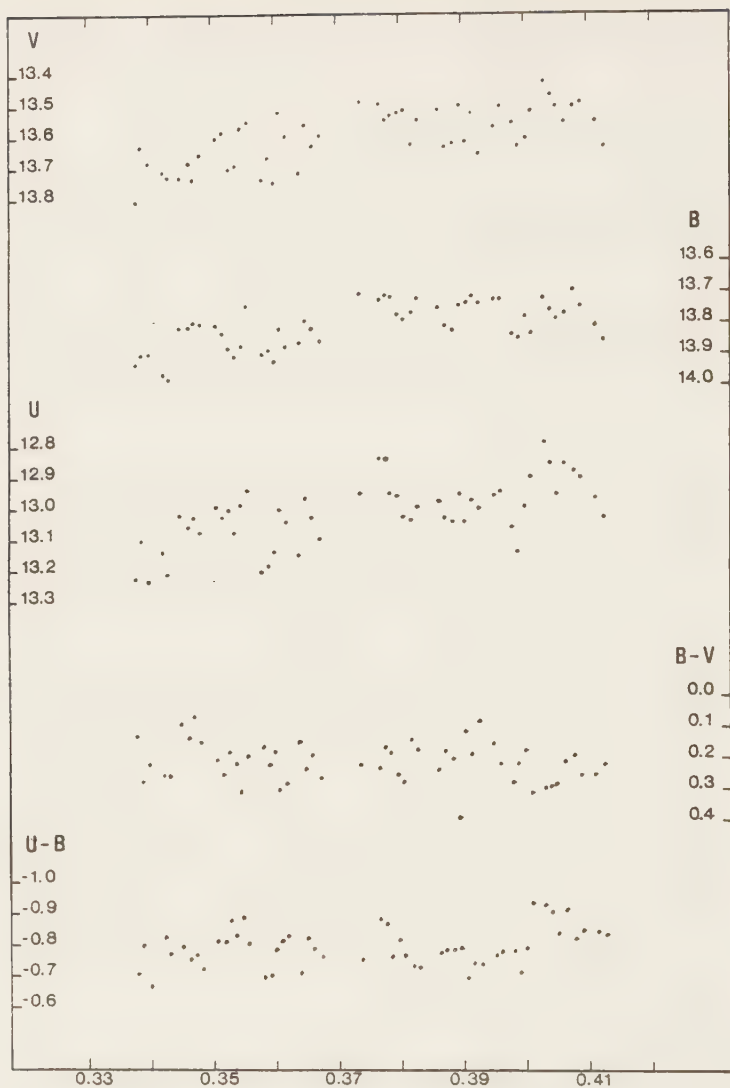
4.1.3. Beschreibung der Lichtkurven

Die Lichtkurven vom 5.Mai (1. Lauf) und 6.Mai, sowie vom 10.Juni 1977 sind in den Abbildungen 4 bis 6 dargestellt. Die Abbildungen enthalten die Lichtkurven in den Filtern V, B, U und die daraus abgeleiteten Farbkurven (B-V) und (U-B) in der Reihenfolge von oben nach unten. Die Ordinate gibt die scheinbaren Helligkeiten im Standardsystem und die Abszisse das Julianische Datum an. Die Abbildungen 4 und 5 zeigen AH Her im Minimum, während Abbildung 6 das System im Abstieg vom Maximum darstellt.

Ein auffallendes, allen drei Nächten gemeinsames Merkmal sind die kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen ("Flickering"): Die Peak zu Peak Abstände besitzen Zeitskalen von einigen Minuten und zeigen Amplituden bis zu 0.5 Größenklassen. Eine Abhängigkeit der Schwankungen vom jeweiligen Filter ist vorhanden, wobei sie im Filter U am stärksten sind. Dieses Verhalten der Helligkeitsschwankungen wird auch in den anderen kataklysmischen Systemen beobachtet, z.Bsp. in den Zwergnovae U Gem (Warner und Nather, 1971) und Z Cam (Robinson, 1973b) oder in den novaähnlichen Veränderlichen VV Pup (Warner und Nather, 1972b) und AM CVn (Warner und Robinson, 1972b). Die Ursache für dieses Phänomen ist der sogen. "heiße Fleck". Er bildet sich in den äußeren Teilen der den weißen Zwerg umgebenden Akkretionsscheibe. Die abgestrahlte Energie entsteht durch die Umwandlung der kinetischen Energie des von dem späten Begleiter ausgehenden Materiestromes in elektromagnetische Strahlung beim Auftreffen auf die Scheibe. Die Inhomogenitäten in dem Materiestrom und in der Akkretionsscheibe verursachen das beobachtete "Flickering".

Die Lichtkurven zeigen keinerlei Anzeichen einer Bedeckung, sei es die des heißen Flecks und/oder des weißen Zwerges durch die Sekundärkomponente. In einigen eruptiven Systemen, wie z.Bsp. Z Cam (Kraft et al., 1969), TT Ari (Smak und Stepień, 1969) und VW Hyi

AH Her 5.5.1977

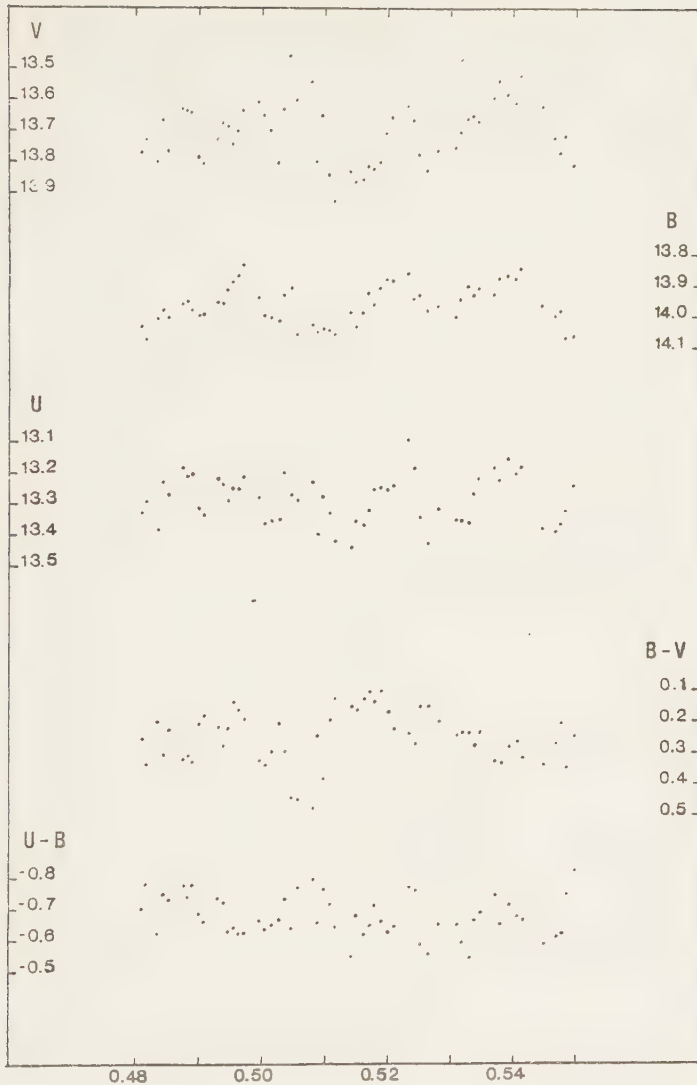


JD 2443269^d.00+

Abbildung 4: Die Lichtkurven der Zwergnova AH Her (5. Mai 1977, 1.Lauf)

Die Abbildung zeigt die Filterkurven V,B,U und die Farbkurven (B-V) und (U-B). Die Einheit der Ordinate ist die scheinbare Helligkeit, die der Abszisse das Julianische Datum.

AH Her 6. 5. 1977

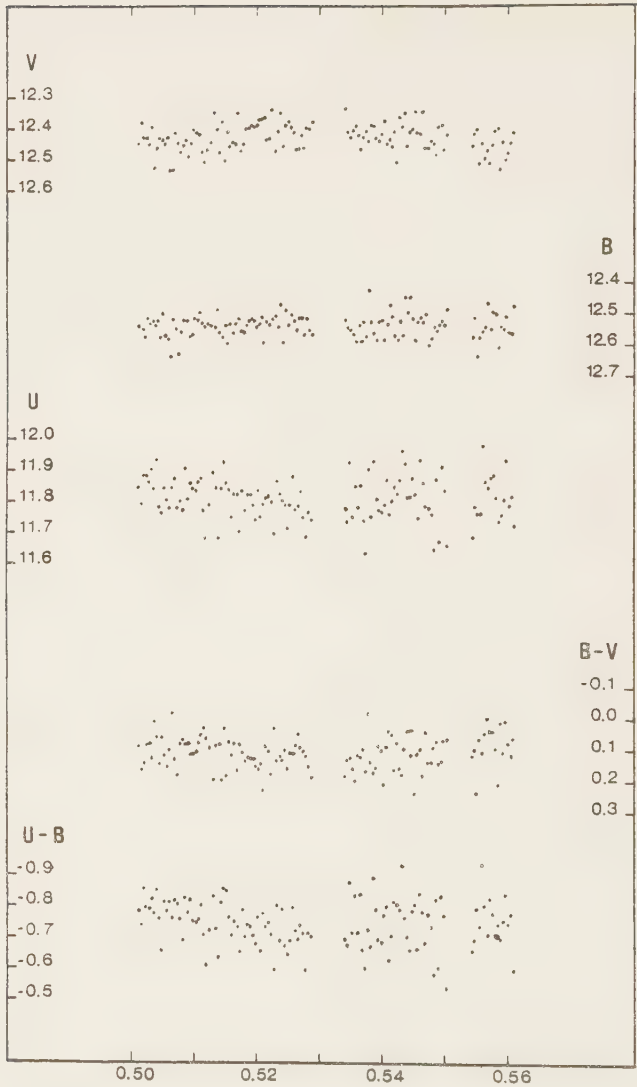


JD 2443270^d.00+

Abbildung 5: Die Lichtkurven der Zwergnova AH Her (6. Mai 1977)

Die Abbildung zeigt die Filterkurven V,B,U und die Farbkurven (B-V) und (U-B). Die Einheit der Ordinate ist die scheinbare Helligkeit, die der Abszisse das Julianische Datum.

AH Her 10.6.1977



JD 2443305^d.00+

Abbildung 6: Die Lichtkurven der Zwergnova AH Her (10. Juni 1977)

Die Abbildung zeigt die Filterkurven V,B,U und die Farbkurven (B-V) und (U-B). Die Einheit der Ordinate ist die scheinbare Helligkeit, die der Abszisse das Julianische Datum.

(Warner, 1975c), konnte die Periode durch das regelmäßige Auftreten eines Lichtbuckels bestimmt werden. In diesen Systemen wird der heiße Fleck nicht durch die kühle Komponente bedeckt, da die Bahnneigung kleiner als 60° ist. Er wird aber in periodischen Abständen für den Beobachter unsichtbar, weil er hinter der Akkretionsscheibe verschwindet. Die aufgenommenen Lichtkurven von AH Her zeigen keine Helligkeitsmodulationen dieser Form.

4.1.4. Zweifarben - Diagramm

Die ausgeprägten kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen sind auch der Grund dafür, daß keine genauen Helligkeits- und Farbwerte angegeben werden können. Um Mittelwerte bilden zu können, wurde über alle individuellen Helligkeitswerte des jeweiligen Beobachtungslaufs gemittelt. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 9, wobei für alle Angaben eine Standardabweichung von $0^m.05$ Größenklassen zutrifft. Die letzte Spalte der Tabelle 9 gibt Auskunft über den Helligkeitszustand von AH Her während der Beobachtungen.

Tabelle 9: Die mittleren Helligkeiten und Farbwerte von AH Her

Datum	<V> (mag)	 (mag)	<U> (mag)	<B-V> (mag)	<U-B> (mag)	Bemerkung
05.05.1977 (1. Lauf)	13.60	13.80	13.02	+0.20	-0.78	System ist im Minimum (siehe Abbildung 3)
05.05.1977 (2. Lauf)	13.92	14.16	13.39	+0.24	-0.77	
06.05.1977	13.71	13.97	13.30	+0.26	-0.67	
10.06.1977	12.43	12.53	11.79	+0.11	-0.74	Abfall vom Maximum am 4.6.1977 (Abbildung 3)

Für das Helligkeitsminimum von AH Her (5. und 6. Mai 1977) lassen sich durch Mittelbildung der drei Beobachtungsläufe folgende Farbwerte ableiten:

$$B - V = 0^m.23 \pm 0^m.03$$

$$U - B = -0^m.74 \pm 0^m.06$$

Abbildung 7 zeigt das Zwei-Farben - Diagramm einiger Zwergnovae im Minimum einschließlich der hier behandelten Systeme. Die durchgezogene Linie gibt die theoretischen (U-B)-Werte eines Schwarzen Körpers als Funktion der Temperatur an. Auf dieser Linie befinden sich die Hauptreihen-Sterne. Alle kataklysmischen Systeme liegen oberhalb des blauen (heißen) Teiles der Kurve. Eine solche Abweichung von der Planckverteilung kann davon herrühren, daß sich die Strahlung aus verschiedenen Komponenten zusammensetzt. Der Großteil der (B-V)-Werte liegt im Bereich von 10000 K bis 12000 K, was für einen B5 - Hauptreihen-Stern typisch ist, andererseits weisen die zugehörigen (U-B)-Werte einen starken UV-Exzess auf. Es hat sich gezeigt, daß das Minimumslicht der eruptiven Systeme sich aus 4 verschiedenen Komponenten zusammensetzt. Beiträge liefern: der weiße Zwerg, die späte Komponente, die Akkretionsscheibe und der heiße Fleck. Je nach Beitrag der einzelnen Komponenten zur Gesamtstrahlung ergeben sich unterschiedliche Farben bzw. Temperaturen.

Die Farbwerte für den 10.6.1977 (Abfall vom Helligkeitsmaximum) sind, da nur ein Wert vorliegt, unmittelbar der Tabelle 9 entnommen:

$$B - V = 0^m.11$$

$$U - B = -0^m.74$$

Dieser Punkt liegt im Zweifarben - Diagramm (Abbildung 7) bei etwa 11000 K nahe der Schwarzen-Körper Linie. Theoretische Rechnungen (Mayo, Wickramasinghe und Whelan, 1979) zeigen, daß in dieser Aus-

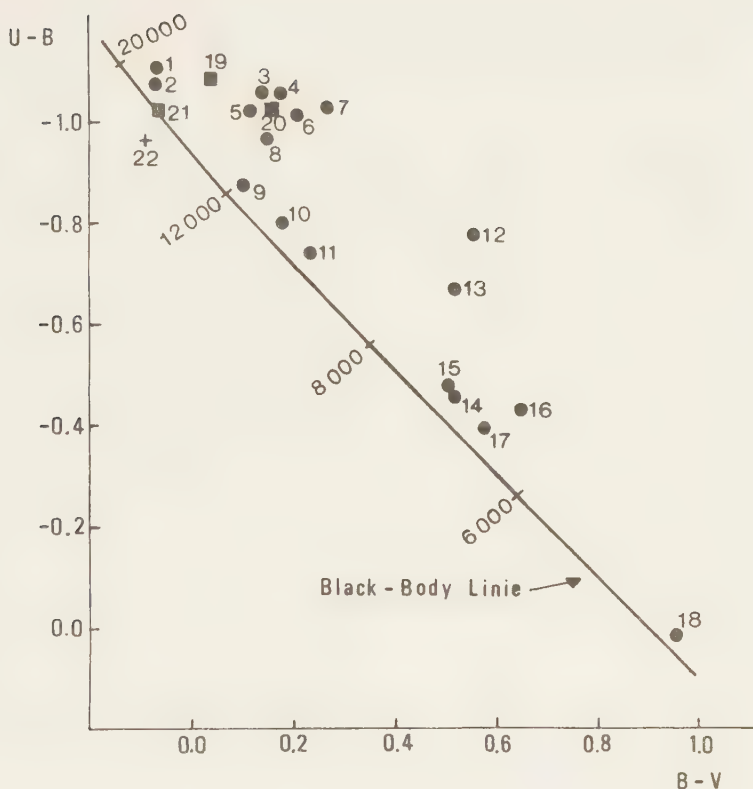


Abbildung 7: Zweifarben-Diagramm für Zwergnovae im Minimum

Die durchgezogene Linie repräsentiert die theoretischen (U-B)-Werte eines Schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur.

Die Symbole bedeuten: (●) : Zwergnovasysteme,
und (■) : Novae,
(+) : Novaähnlicher Veränderlicher.

Die Zahlen an den Symbolen entsprechen folgenden Systemen:

1 EX Hya, 2 T Leo, 3 HP Nor, 4 SU UMa, 5 SS Aur, 6 U Gem,
7 SS Cyg, 8 Z Cha, 9 RX And, 10 CN Ori, 11 AH Her, 12 Z Cam,
13 TZ Per, 14 MU Cen, 15 AT Ara, 16 RU Peg, 17 BV Cen, 18 AB Dra,
19 RR Pic, 20 HR Del, 21 V 603 Aql, 22 TT Ari.

bruchsphase der Zwergnovaesysteme die Akkretionsscheibe im Gesamtlicht dominiert. Der Beitrag der noch vorhandenen Komponenten geht sozusagen "unter".

Während eines gesamten Zyklusablaufs, - Minimum, Anstieg zum Maximum, Maximum und Abfall zum Minimum, ändern sich die Farbwerte der Zwergnovae signifikant: Sie beschreiben im Zweifarben Diagramm eine Schleife. Beobachtet wird dieses Verhalten in einer Reihe von Systemen, z.Bsp. U Gem (Krzeminski, 1965), SS Cyg (Szkody, 1976b ; Bailey, 1980), VW Hyi (Bailey, 1980). In Abbildung 8 ist es dargestellt am Beispiel der Zwergnova AH Her. Abgesehen von unseren beiden Farbwerten sind diese der Arbeit von Szkody (1976b) entnommen. Durch Pfeile ist die Schleife angedeutet, die das System im Laufe eines Helligkeitszyklusses durchläuft. Ausführlich wird dieses Verhalten im Abschnitt 5.2. im Zusammenhang mit den Ausbruchsursachen der Zwergnovasysteme behandelt.

4.1.5. Varianzanalyse der kurzzeitigen Helligkeitsschwankungen (Flickering)

Zur Untersuchung des Flickerings in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Filter U, B, V) und vom Helligkeitszustand des Systems wurde eine Varianzanalyse durchgeführt.

Für jeden Beobachtungslauf und Filter wurden über einen Least-Square-Fit mittlere Helligkeitskurven in Form von Polynomen 2. und 3. Ordnung bestimmt. Mit der Formel

$$F(t_i) = I(t_i) - f(t_i)$$

wurden die Helligkeitsdifferenzen $F(t_i)$ zwischen dem gemessenen Wert $I(t_i)$ und dem aus dem Fit bestimmten Wert $f(t_i)$ zur Zeit t_i berechnet. Damit läßt sich unmittelbar die Varianz Q bestimmen:

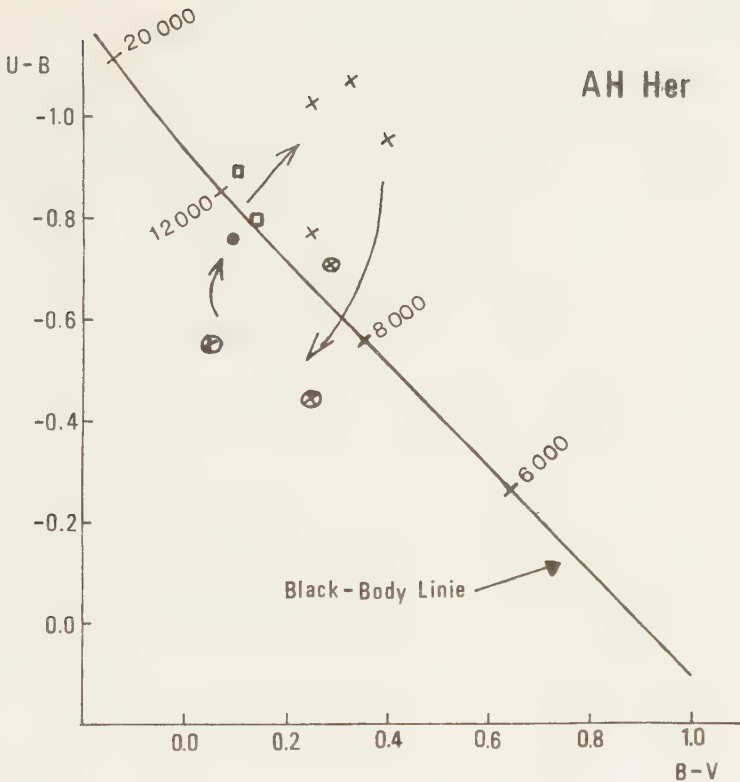


Abbildung 8: Zweifarben - Diagramm für die Zwergnova AH Her

Die Pfeile deuten die Schleife an, die das System während eines Helligkeitszyklusses durchläuft.

Die Symbole bedeuten:

- (x) Minimum
- (x mit einem Kreis) Anstieg zum Maximum
- (•) Maximum
- (• mit einem Kreis) Abfall vom Maximum

Die Farbwerte sind u.a. aus der Arbeit von Szkody(1976b) entnommen.

$$Q = \left(\frac{\sum_i F(t_i)^2}{N} \right)^{1/2}.$$

N ist die Gesamtzahl der Beobachtungen aus einem zusammenhängenden Meßabschnitt und liegt in unserem Fall in der Größenordnung um 100. Die Varianz Q stellt eine Maßzahl für das Flickering über dem betrachteten Zeitintervall dar. Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 zusammengestellt und in Abbildung 9 graphisch dargestellt. Dabei sind die zu den einzelnen Filtern gehörigen Varianzen für den jeweiligen Beobachtungslauf miteinander verbunden. Die gestrichelte Linie gibt die gemittelten Varianzen aus allen Minimumsbeobachtungen an.

Die Helligkeitsschwankungen in den 3 Filtern (U, B, V) sind bereits in den zwei Meßabschnitten am 5.5.1977 deutlich verschieden: Die Varianz nimmt vom 1. zum 2. Lauf zu, während die Helligkeiten in den Filtern um ca. $0^m.35$ Größenklassen abgenommen hat. Ebenso zeigen sich Varianzunterschiede zur darauffolgenden Nacht (6.5.1977); insofern als die Varianzen in den Filtern V,B und U abnehmen, die Helligkeit des Gesamtsystems aber durchschnittlich um $0^m.2$ Größenklassen zunimmt. Offenbar ist der Materiestrom, der die Helligkeitsschwankungen

Tabelle 10: Varianz Q der Helligkeitsschwankungen in AH Her

Datum	<V> (mag)	Q_V	Q_B	Q_U	Bemerkung
05.05.1977 (1. Lauf)	13.60	0.072	0.060	0.081	System ist im Minimum (siehe Abbildung 3)
05.05.1977 (2. Lauf)	13.92	0.131	0.091	0.090	
06.05.1977	13.71	0.097	0.062	0.077	
10.06.1977	12.43	0.045	0.037	0.068	Abfall vom Maximum am 4.6.1977 (Abbildung 3)

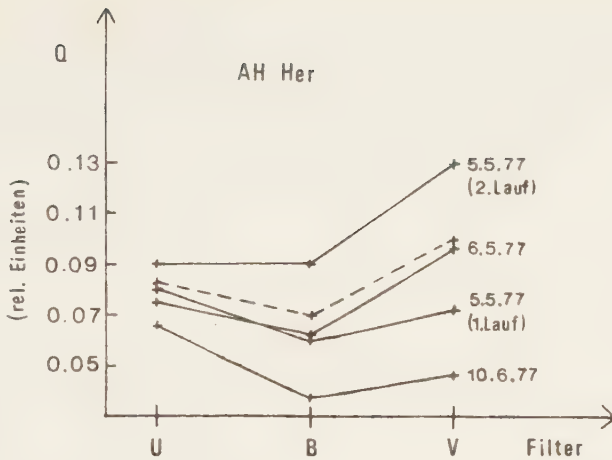


Abbildung 9: Varianz der Helligkeitsschwankungen in AH Her

Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Varianzen für den jeweiligen Beobachtungslauf in Abhängigkeit vom Filter (V = 5550 Å, B = 4350 Å, U = 3500 Å); die gestrichelte Linie stellt das Mittel der Varianzen aus den Minimumsbeobachtungen dar.

Die Zahlen neben den Linien geben das Beobachtungsdatum und im Falle des 5.5.1977 den 1. und 2. Meßabschnitt an.

des heißen Flecks im wesentlichen bestimmt, nicht nur inhomogen, sondern auch Änderungen in Zeitskalen von Stunden und Tagen unterworfen, die letztlich auf Störungen der äußeren konvektiven Schichten des späten Begleiters zurückzuführen sind.

Vergleicht man das Varianzmittel aus allen Minimumsbeobachtungen mit den Werten für den Abstieg vom Maximum (10.6.1977), so ergibt sich, daß etwa 1.5 Größenklassen über dem Minimum das Flickering graduell um 50 % abgenommen hat. Eine mögliche Erklärung ist, daß die Scheibe während eines Ausbruchs die effektive Größe der strahlenden Fläche

ändert. Nimmt man an, daß die gesamte kinetische Energie der Teilchen im Strom bei der Kollision in thermische Energie umgewandelt wird, läßt sich der Unterschied in der Größe der strahlenden Fläche auf einen Faktor 1.4 für die beiden Helligkeitsphasen abschätzen; am 10. Juni 1977 war deshalb der scheinbare Radius der Akkretionsscheibe um einen Faktor 1.4 größer als im Helligkeitsminimum.

4.1.6. Powerfrequenzanalyse der Lichtkurven

Mittels einer Powerfrequenzanalyse der Lichtkurven sollte untersucht werden, ob Periodizitäten im Sekunden- und Minutenbereich vorhanden sind.

Berechnet wird die Verbesserung der Standardabweichung der Helligkeiten von einer Funktion $f(t) = A + B \sin\phi + C \cos\phi$ gegenüber der Standardabweichung $(O-C)$ der n Meßpunkte von dem konstanten Mittelwert aller Meßpunkte:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-4} \sum_n ((O-C) - f(t))^2 .$$

Für jede im Wahlbereich liegende Periode werden die Meßpunkte mit der Funktion $f(t)$ gefittet; dabei werden sin- und cos-Glieder verwendet, um die richtige Phasenlage zu erhalten. In Abbildung 10 sind die Verbesserungen der Standardabweichung als Funktion der Periode für das Filter V aufgetragen. Die Höhe der einzelnen Peaks ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der zugehörigen Periode.

Perioden im Bereich 0.0005 Tagen (43 Sekunden) und 0.01 Tagen (14.4 Minuten) wurden untersucht. Der maximale zeitliche Abstand der Messungen betrug 30 Sekunden (Beobachtung am 5.5.1977); in den beiden anderen Nächten 15, bzw. 18 Sekunden. Die Abbildung 10 zeigt in der Reihenfolge von oben nach unten die Beobachtungen der drei Nächte (5.5., 6.5. und 10.6. 1977) im Filter V; die Resultate aus den Rech-

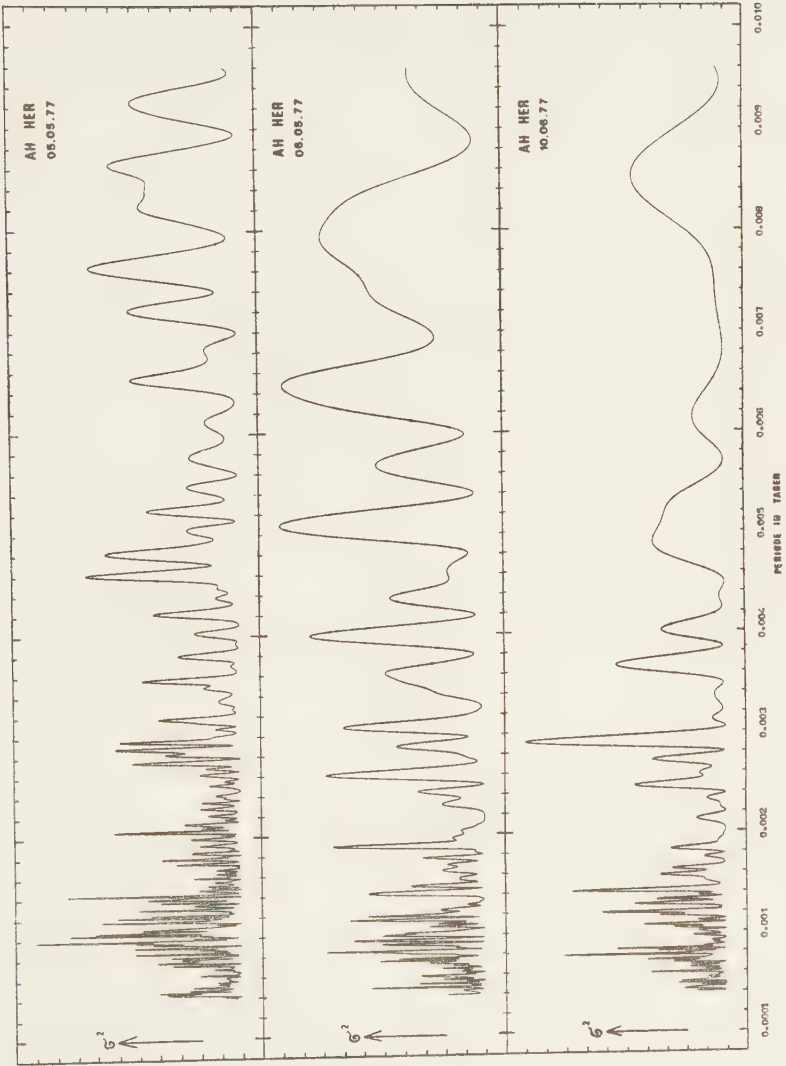


Abbildung 10: Powerfrequenzanalyse der Lichtkurven von AH Her (Filter V)

Die drei Beobachtungsnächte sind in der Reihenfolge 5.5., 6.5. und 10.6.1977 von oben nach unten angeordnet. Der untersuchte Periodenbereich liegt zwischen 0.0005 Tagen (43 Sekunden) und 0.01 Tagen (14.4 Minuten). Die Abszisse gibt die Verbesserung der Standardabweichung σ^2 an.

nungen für die Filter U und B sind ähnlich.

Es zeigt sich in keiner der drei Nächte eine einzige signifikante Periode, weder für die Beobachtungen im Minimum noch 1.5 Größenklassen über dem Minimum. In allen drei Nächten existiert im untersuchten Zeitbereich ein ganzes Spektrum möglicher Perioden, wobei keine besonders ausgezeichnet ist.

4.1.7. Das Modell der kataklysmischen Veränderlichen

In diesem Abschnitt wird eine quantitative Beschreibung des Modells der kataklysmischen Veränderlichen gegeben; daran anknüpfend, sollen mit den Beobachtungsdaten von AH Her die Parameter des Systems berechnet und mit anderen Zwergnovae verglichen werden.

4.1.7.1. Beschreibung des Modells

Da es sich bei den betrachteten Systemen um Doppelsterne handelt, gilt das 3. Keplersche Gesetz, das eine Beziehung zwischen der Bahnperiode P , der Gesamtmasse des Systems $M_1 + M_2$ und dem Abstand a der beiden Komponenten herstellt:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G (M_1 + M_2)}{4 \pi^2} \quad (1)$$

Die Beobachtungen deuten auf die Existenz einer Akkretionsscheibe, eines heißen Flecks und eines Materiestroms von der Sekundärkomponente hin. Man nimmt daher an, daß die Sekundärkomponente ihr kritisches Roche-Volumen ausfüllt. Die Massenverlustrate eines Sterns mit konvektiver Hülle ist dann proportional zu $(R_{\text{Stern}} - R_{\text{Roche}})^3$, wobei R_{Stern} und R_{Roche} die entsprechenden Radien darstellen. Wegen dieser starken Abhängigkeit (3. Potenz) wird der Stern keine Gelegenheit haben, dieses

Volumen weit zu überschreiten. Numerischen Rechnungen (Paczynski, 1971) zufolge überschreitet der masseverlierende Stern seine Grenze kaum mehr als 3 %. Ohne Einschränkungen können wir also den Radius der Sekundärkomponente gleich dem Radius des kritischen Roche-Volumens setzen. Die Radien des Roche-Volumens in Abhängigkeit vom Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ sind von Kopal (1959) tabelliert und von Paczynski (1971) mittels der folgenden Formel, die eine Genauigkeit von 2 % erreicht, approximiert:

$$\frac{R_2}{a} = 0.38 + 0.2 \log q \quad (2)$$

Formel (2) ist in dieser Form gültig für $0.3 < q < 20$, also in einem Intervall, in dem auch die Massenverhältnisse der eruptiven Veränderlichen angesiedelt sind.

Aufgrund zahlreicher Beobachtungen kann man die weitere Annahme machen, daß die 2. Komponente ein Hauptreihen-Stern ist und sich ihrer Masse entsprechend im unteren Teil der Hauptreihe befindet, wo die Spektraltypen F5 bis K5 angeordnet sind.

Dieser Teil der Hauptreihe kann über die folgende Masse-Radius-Beziehung beschrieben werden:

$$\frac{R}{R_\odot} = A \frac{M}{M_\odot} .$$

Obwohl eine einfache Proportionalitätsbeziehung zwischen beiden Zustandsgrößen sicher nicht den exakten Sachverhalt beschreibt, erweist sich diese Formel in praxi doch recht wertvoll. Der Proportionalitätsfaktor ist in der Literatur umstritten: Faulkner (1971) berechnete A zu 0.87 mit Hilfe von Bodenheimers (1970) Modell der theoretischen Null-Hauptreihe (chemische Mischung: $X=0.66$, $Y=0.31$, $Z=0.03$); die Berechnung des Proportionalitätsfaktors aus empirisch gefundenen

Massen und Radien für Hauptreihen-Sterne von Harris et al. (1963) ergibt für Sterne mit etwa 1 Sonnenmasse ein $\underline{A}$ von 1; Warner (1976) setzt $\underline{A} = \underline{0.959}$ aus dem Vergleich mit Hauptreihen-Modellen von Copeland et al. (1970), Grossman et al. (1971) und von ihm (Warner, 1973b) empirisch bestimmten Massen und Radien. Wir setzen $\underline{A} = \underline{0.94}$ als Mittel aus den oben angeführten Ergebnissen. Abbildung 11 zeigt die theoretische Masse-Radius-Beziehung für die Sterne der Null-Hauptreihe mit Massen zwischen 0.2 und 1.3 $M_{\odot}$ (Spektraltyp F5 - K5), die mit einer chemischen Zusammensetzung von $X=0.7$, $Y=0.27$ und $Z=0.03$ und einem Mischungsweg $\Gamma = 1.5$ von Copeland, Jensen und Jørgensen (1970) gerechnet wurde. Darin eingezeichnet ist die Masse-Radius-Beziehung mit dem hier angenommenen $A = 0.94$ als durchgezogene Linie. Die Übereinstimmung in dem betrachteten Massenbereich (untere Hauptreihe: $0.2 \leq M_{\odot} \leq 1.3$) ist ausgezeichnet:

$$\frac{R_2}{R_{\odot}} = 0.94 \frac{M_2}{M_{\odot}} \quad . \quad (3)$$

Befindet sich die Sekundärkomponente der kataklysmischen Systeme nun tatsächlich auf dem unteren Teil der Hauptreihe? Aus vielfältigen Beobachtungen geht hervor, daß Gleichung (3) sicher nicht für Systeme gilt, die Perioden größer als 10 Stunden besitzen: Die rekurrierende Nova T CrB mit einer Periode von 227.5 Tagen hat als Sekundärstern einen M3 - Riesen, der nicht mehr auf der Hauptreihe steht (Kraft, 1958; Paczynski, 1965); die Nova GK Per mit einer Periode von $16^{\text{h}}26^{\text{min}}$ hat möglicherweise einen K2 IV-V Unterriesen zum Begleiter (Kraft, 1964b; Paczynski, 1965). Die Zwergnovae Z Cam (Periode: $6^{\text{h}}56^{\text{min}}$) und SS Cyg (Periode: $6^{\text{h}}38^{\text{min}}$) zeigen dagegen in ihren Spektren deutliche Hinweise für einen Hauptreihenstern als Sekundärkomponente (Joy, 1956; Kraft, Krzeminski und Mumford, 1969).

Faulkner et al. (1972) haben aus der Roche-Geometrie und dem 3. Keplerschen Gesetz eine allgemeine Beziehung zwischen der mittleren Dichte eines Sterns, der sein Roche-Volumen ausfüllt, und der Bahnperiode

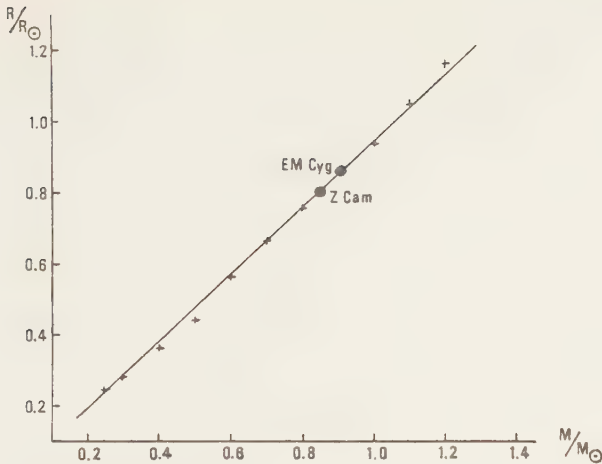


Abbildung 11: Theoretische Masse-Radius-Beziehung für die Sterne der Null-Hauptreihe mit Massen $0.2 \leq M_{\odot} \leq 1.3$.

Der Verlauf der von Copeland et al. (1970) gerechneten Masse-Radius-Beziehung der unteren Hauptreihe anhand von Sternmodellen (Zusammensetzung: $X=0.7$, $Y=0.27$, $Z=0.03$, $\Gamma = 1.5$) ist mit Kreuzen markiert. Die durchgezogene Linie mit der Steigung $A = 0.94$ stellt eine lineare Anpassung an diese Beziehung dar.

Die Werte für die Massen der Sekundärkomponenten der Zwergnovae EM Cyg und Z Cam sind als Kreise eingezeichnet.

abgeleitet:

$$\langle \rho \rangle = 1.47 \cdot 10^9 \cdot P^{-2} . \quad (4)$$

Die Einheiten sind g/cm^3 für die Periode P in Sekunden.

Setzt man typische Perioden für kataklysmische Systeme zwischen 80 Minuten und 10 Stunden ein, erhält man mittlere Dichten zwischen $1 g/cm^3$ und $64 g/cm^3$, die für Sterne der unteren Hauptreihe charak-

teristisch sind.

Ein weiterer Prüfstein sind direkte Massenbestimmungen, die nur an zwei eruptiven Veränderlichen, Z Cam und EM Cyg, durchgeführt werden können: Z Cam deshalb, weil er im Spektrum beide Komponenten zeigt und in seinen Lichtkurven einen periodisch wiederkehrenden Lichtbuckel aufweist; EM Cyg zeigt ebenfalls ein zusammengesetztes Spektrum und ist zusätzlich ein Bedeckungsveränderlicher. Robinson (1973b, 1974) findet für Z Cam: $M_1 = 1.2 M_{\odot}$ und $M_2 = 0.85 M_{\odot}$ ($q = 0.71$) und für EM Cyg: $M_1 = 0.7 M_{\odot}$ und $M_2 = 0.9 M_{\odot}$ ($q = 1.29$). Einsetzen von q in (2) und Verwendung von Gleichung (1) ergeben die Radien R_2 der Sekundärkomponente: $R_2 = 0.8 R_{\odot}$ für Z Cam und $R_2 = 0.87 R_{\odot}$ für EM Cyg. Die Lage dieser beiden Punkte in Abbildung 11 zeigt, daß die Sekundärkomponenten dieser Zwergnovae der angenommenen Masse-Radius-Beziehung folgen. Für die Sekundärkomponente in eruptiven Systemen kann also durchaus Gleichung (3) unter den beschriebenen Vorbehalten verwendet werden.

Aus den Gleichungen (3) und (4) mit der mittleren Dichte $\langle \rho \rangle_2 = \frac{M_2}{\frac{4\pi}{3} R_2^3}$ ergibt sich die Periode-Masse-Beziehung für den Begleiter:

$$\frac{M_2}{M_{\odot}} = 3.41 \cdot 10^{-5} P \quad (5)$$

P in Sekunden

Diese Beziehung wurde erstmals von Faulkner (1976) abgeleitet.

Setzt man schließlich (5) in (3) ein, erhält man die Periode-Radius-Beziehung:

$$\frac{R_2}{R_{\odot}} = 3.20 \cdot 10^{-5} P \quad (6)$$

P in Sekunden

Mit dem Formalismus (1) bis (6) lassen sich, wenn Periode und Massenverhältnis bekannt sind, die Massen und Radien der eruptiven Veränder-

lichen bestimmen.

Der untere Teil der Hauptreihe läßt sich durch eine Beziehung zwischen der visuellen absoluten Helligkeit M_V und dem Radius beschreiben (Allen, 1973; Bopp et al., 1974):

$$M_V = -12^{M.5} \log \frac{R}{R_\odot} + 5^{M.5} \quad (7)$$

(7) ist für den Teil der Hauptreihe mit $15^M \leq M_V \leq 4^M$ gültig (unterer Abschnitt). Setzt man nun (6) in (7) ein, erhält man eine Periode-Leuchtkraft-Beziehung für die Sekundärkomponente der eruptiven Systeme:

$$M_{V_2} = 17^{M.0} - 12^{M.5} \log P \quad (8)$$

P in Stunden

Entsprechend der mittleren absoluten Helligkeit $M_V = 7^{M.5}$ für Zwergnovae (siehe auch Abschnitt 2.1.) müßten nach Gleichung (8) für Bahnperioden zwischen 5 und 6 Stunden die Sekundärkomponenten in den Spektren sichtbar werden. Diese Gesetzmäßigkeit ist bislang in allen untersuchten eruptiven Systemen erfüllt (Tabelle 2). Der Anwendung von Beziehung (8) ist allerdings mit Perioden größer 10 Stunden wiederum eine Grenze gesetzt, da diese kataklysmischen Systeme entwickelte Begleiter besitzen, die keine Hauptreihen Eigenschaften mehr aufweisen.

Der Radius der Akkretionsscheibe um die Primärkomponente läßt sich über die in dem System möglichen Einteilchen-Bahnen abschätzen. Die Energie eines Teilchens im Materiestrom wird von seiner Umlaufgeschwindigkeit v_T , seinem Radius r_T und der gravitativ wirkenden Komponente mit der Masse M_1 bestimmt:

$$v_T^2 r_T = M_1 G \quad (9)$$

Es sollen nun Teilchen betrachtet werden, die während ihres Umlaufs den äußeren Rand der Scheibe beschreiben. Durch den Materiestrom wird ein Drehmoment auf die Scheibe übertragen. Handelt es sich um ein konservatives System, so gilt nach Prendergast (1960) die Beziehung:

$$\frac{dR_{\text{Sch}}}{dt} R_{\text{Sch}} = \frac{2\pi}{p} f^2 a^2 \quad (10)$$

Wobei f der Abstand von L_1 zum Zentrum von M_1 ist und in Einheiten des Gesamtabstandes a der beiden Komponenten angegeben wird.

Einsetzen von (10) in (9), danach in (1), ergibt eine Gleichung für den Radius der Scheibe R_{Sch} in Einheiten von a :

$$\frac{R_{\text{Sch}}}{a} = f^4 (1 + q) \quad (11)$$

Die f -Werte sind bei Plavec und Kratochvil (1964) in Abhängigkeit von q tabelliert. Sie lassen sich mit folgender einfacher Beziehung miteinander verknüpfen, die für $0.1 \leq q \leq 10$ bis auf 1 % genau ist (Warner, 1976):

$$f = 0.5 - 0.227 \log q \quad (12)$$

Damit schreibt sich (11):

$$\frac{R_{\text{Sch}}}{a} = (1 + q) (0.5 - 0.227 \log q)^4 \quad (13)$$

Vergleiche von Gleichung (13) mit numerischen Rechnungen von (Flannery, 1974; Lubow und Shu, 1975), die auch den Drehmomentverlust der Sekundärkomponente mitberücksichtigen, zeigen, daß (13) den Radius der Akkretionsscheibe um etwa 30 % überschätzt. Andererseits beweisen Rechnungen von Piotrowski und Ziołkowski (1970), daß stabile periodi-

sche Bahnen in engen Doppelsternen den 2fachen größeren Radius einnehmen können als die für das entsprechende q nach Gleichung (13) berechneten. Gleichung (13) stellt eine Approximation an den tatsächlichen Scheibenradius dar.

Eine weitere wichtige Beziehung folgt aus der Radialgeschwindigkeitskurve. Unter der Annahme kreisförmiger Bahnen beider Komponenten (Exzentrizität = 0) ergibt sich:

$$a \sin i = K_1 \frac{P (1 + q)}{2 \pi q} \quad (14)$$

(14) stellt eine Beziehung her zwischen dem Abstand der Komponenten a , dem Bahnneigungswinkel i des Systems, dem Massenverhältnis q , der Bahnperiode P und der Radialgeschwindigkeitsamplitude K_1 .

Die Radialgeschwindigkeitskurven der Primärkomponenten in kataklysmischen Veränderlichen werden ohne Ausnahme mit Hilfe der Emissionslinien, die aus der Akkretionsscheibe stammen, abgeleitet. Smak (1969) und Huang (1972) haben erstmals darauf verwiesen, daß die Linienprofile der Emissionslinien der Scheibe unter günstigem Bahnneigungswinkel i ($> 55^\circ$) doppelte Peaks besitzen, und daß die Abstände der Peaks der doppelten projizierten Rotationsgeschwindigkeit des äußeren Randes der Scheibe entsprechen. Die Größe der projizierten Geschwindigkeit $v_{Sch} \sin i$ ergibt sich also aus dem halben Abstand der Peaks der Emissionen und repräsentiert die Bewegung des äußeren Randes der Scheibe.

Setzt man (11) in (10) und dann in (14) ein, erhält man eine Beziehung zwischen K_1 , der projizierten Geschwindigkeit und dem Massenverhältnis q :

$$\frac{K_1}{v_{Sch} \sin i} = f^2 q \quad (15)$$

Eine Reihe von Autoren (Kruszewski, 1967; Piotrowski, 1975) verglichen die Ergebnisse aus Gleichung (15) mit denen für Systeme, die ein zusammengesetztes Spektrum zeigen, und fanden gute Übereinstimmung: der novähnliche Veränderliche AE Aqr besitzt ein q von 0.94 (nach (15)) gegenüber 0.85; für die Zwergnova RU Peg ergibt sich aus (15) $q = 1.15$, verglichen mit $q = 1.19$; die Zwergnova Z Cam besitzt $q = 0.73$ gegenüber $q = 0.74$. Trotz allem kann (15) nur als Anhaltspunkt für eine q - Bestimmung gelten, da einmal der Begriff "Durchmesser der Scheibe" nicht völlig geklärt und zum anderen die Ausmessung der Peakseparationen wegen der Linienasymmetrien schwierig ist.

Schließlich ergibt sich noch eine weitere Beziehung, wenn man (5) in (1) einsetzt und mit (14) zusammenfaßt:

$$\sin i = 3.26 \cdot 10^{-8} K_1 (1 + q)^{2/3} \quad (16)$$

(K_1 in cm/sec)

Der Bahnneigungswinkel i ist allein abhängig von der Beobachtungsgröße K_1 und dem Massenverhältnis $q = M_2/M_1$.

Der gesamte Satz der Gleichungen (1) bis (16) erlaubt es, die geometrischen Verhältnisse in kataklysmischen Systemen vollständig zu beschreiben. Dies soll nun anhand der Beobachtungsergebnisse für die Zwergnova AH Her im folgenden Abschnitt geschehen.

4.1.7.2. Bestimmung der Bahnelemente der Zwergnova AH Her

Elvey und Babcock (1943) und Robinson (1973a) fanden in Minimumsspektren von AH Her keinerlei Hinweise auf Absorptionslinien, aber einen Kontinuumsverlauf, der auf einen G-Stern als Begleiter schließen läßt. Aus den breiten, diffusen Emissionslinien des Wasserstoffs leitete Robinson (1973a) eine Geschwindigkeitsamplitude K_1 von $100 \pm 50 \text{ km/sec}$ ab; die Wasserstoffemissionen zeigen keine Linien-dopplung.

Hauptreihensterne mit Spektraltyp G bis K haben Massen $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 1.1$. Da in den Spektren von AH Her ein Hinweis auf einen G-Stern vorliegt, wählen wir für die Masse der Sekundärkomponente: $M_2 = 0.9 M_{\odot}$.

M_2 eingesetzt in (5) ergibt für die Bahnperiode $P = 7^h.2$. Die Masse-Radius-Beziehung der Sekundärkomponente (3) gibt für $R_2 = 0.8 R_{\odot}$. Mit den Gleichungen (1) und (2) errechnet sich ein Massenverhältnis $q = 1.1$ und daraus unmittelbar die Masse der Primärkomponente: $M_1 = 0.8 M_{\odot}$. Änderte sich beispielsweise M_2 um $\pm 10\%$, bedeutete das eine Änderung von q um lediglich 2% .

Mit der Geschwindigkeitsamplitude $K_1 = 100 \text{ km/sec}$ findet man mit (16) einen Bahnneigungswinkel $i = 30^\circ$.

Aus den Gleichungen (2) und (15) ergeben sich für den Abstand a der beiden Komponenten zwei leicht voneinander verschiedene Werte, weil (2) die Roche-Geometrie berücksichtigt und in (14) Punktmassen angenommen werden: $a = 2.2 R_{\odot}$, bzw. $a = 2.3 R_{\odot}$. Für den Radius der Akkretionsscheibe ergibt sich damit aus (13): $R_{\text{Sch}} = 0.3 R_{\odot}$.

In Tabelle 11 sind die Ergebnisse für die Zwergnova AH Her noch einmal zusammengefaßt und in Abbildung 12 veranschaulicht.

Unsere Lichtkurven von AH Her (siehe Abschnitt 4.1.3.), ebenso die von Robinson (1973a) und Mumford (1966, 1971) zeigen weder Minima noch Lichtbuckel; infolgedessen muß der Bahnneigungswinkel i deutlich kleiner als 55° sein. Unsere Rechnungen ergeben $i \approx 30^\circ$. Selbst wenn ein Fehler von 50% mitberücksichtigt wird (Unsicherheit in der K_1 Bestimmung), ergibt sich immer noch ein $i \approx 50^\circ$. Der abgeleitete Bahnneigungswinkel erscheint im Zusammenhang mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial vernünftig: Der Beobachter sieht das System AH Her quasi "von oben".

Basierend auf einer großen Zahl von Beobachtungsdaten gibt Gorbatski

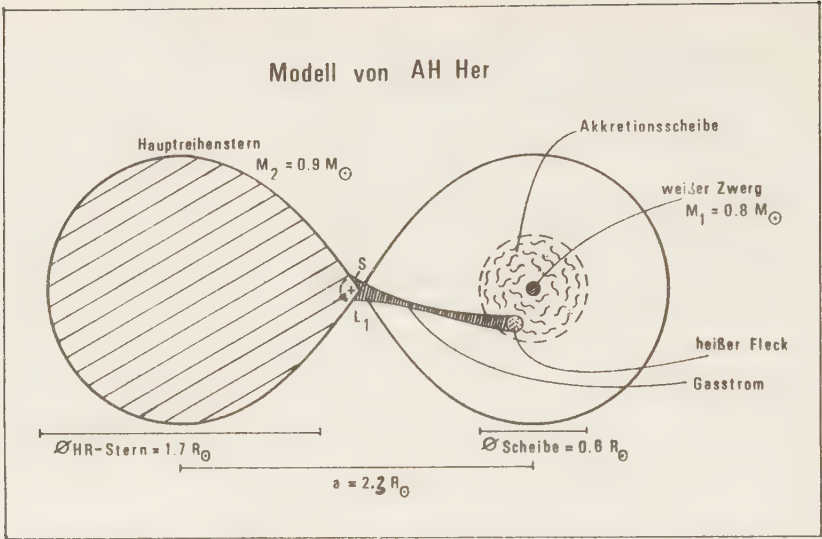


Abbildung 12: Modell der Zwergnova AH Her

Die Abbildung zeigt einen Schnitt durch die Bahnebene. Die durchgezogene beide Komponenten umfassende Linie beschreibt die Roche-Grenze des Systems. L_1 ist der innere Librationspunkt und S der Schwerpunkt.

Tabelle 11: Systemparameter der Zwergnova AH Her
(abgeleitet aus dem Modell der eruptiven Systeme)

Annahme: $M_2 = 0.9 M_{\odot}$

$$p = 7^{h.2}$$

$$a = 2.3 R_{\odot}$$

$$30^{\circ} \leq i \leq 50^{\circ}$$

$$M_1 = 0.8 M_{\odot}$$

$$R_2 = 0.8 R_{\odot}$$

$$R_{\text{Sch}} = 0.3 R_{\odot}$$

(1974) mittlere Systemparameter von eruptiven Veränderlichen an:
Der mittlere Abstand a zwischen den beiden Komponenten liegt bei
 $1 R_{\odot} - 2 R_{\odot}$, der mittlere Radius der Akkretionsscheibe bei $0.4 R_{\odot}$.

Die für AH Her abgeleiteten Bahnparameter stimmen gut mit den Beobachtungsdaten anderer eruptiver Systeme überein.

4.2. Spektroskopische Beobachtungen

Die Zwergnovaesysteme AT Ara, BV Cen, MU Cen, V 373 Cen, V 436 Cen, V 442 Cen, EX Hya, HP Nor, BV Pup und die alte Nova RR Pic wurden spektroskopisch untersucht.

4.2.1. Bekannte Eigenschaften der untersuchten Systeme

Das Ausbruchsverhalten der Zwergnovae des Südhimmels wird seit mehr als 20 Jahren intensiv von der "Royal Astronomical Society" unter der Leitung von Frank Bateson in Neuseeland studiert.

Alle in dieser Arbeit untersuchten Zwergnovae wurden auf Photoplaten des Harvard College Observatoriums als Veränderliche klassifiziert. So erwies sich z.Bsp. CPD -46⁰8682 als Veränderlicher. Sein Name in der Veränderlichenliste ist AT Ara. Die Minimumshelligkeit dieser Zwergnova sinkt bis auf die 16te Größenklasse ab und auch im Maximum wird sie kaum heller als 13 Größenklassen. Sie gehört zu den Sternen, die bislang recht wenig untersucht wurden. Der Zyklus wird mit 70 Tagen angegeben und da bislang keine Stillstände beobachtet wurden, zählt AT Ara heute zu den U Gem - Sternen.

Die Zwergnova BV Cen zählt zu den hellsten Vertretern ihrer Gruppe am Südhimmel. Die mittlere Zykluslänge wird mit 150 Tagen angegeben (Bateson, 1974). Sie zeigt folgende Besonderheit: Beim Anstieg zum Maximum treten in unregelmäßigen Abständen Helligkeitsstillstände auf, die bis zu 10 Tage dauern, was bei Zwergnovae bislang wenig beobachtet wurde.

Eine ausführliche Darstellung des Ausbruchsverhaltens von V 436 Cen während der letzten 20 Jahre hat Bateson (1977a) geliefert. Neben den normalen Maxima in Abständen von weniger als 164 Tagen, zeigt V 436 Cen in Abständen von etwa 335 Tagen Supermaxima. Ein solcher Super-

ausbruch dauert bis zu 7mal länger als ein normaler Ausbruch. Die Beobachtung des Supermaximums am 11. Juni 1975 (Warner, 1975a) enthielt Periodizitäten mit Perioden von 20 Sekunden (Tabelle 3).

Die Eruptionen von EX Hya sind mit einem Intervall von etwa 574 Tagen (Bateson, 1979) extrem selten, verglichen mit den sonst üblichen Intervallen zwischen 15 und 200 Tagen. Neben der Bahnperiode von 98 Minuten (Kraft und Krzeminski, 1962) zeigt EX Hya eine zweite Periode von 67 Minuten (Vogt, Krzeminski und Sterken, 1979). Kürzlich haben Watson et al. (1978) EX Hya als die Röntgenquelle 2A 1251-280 identifiziert. Sie ist somit die erste Zwergnova, die "harte Röntgenstrahlung" ($E > 2 \text{ KeV}$) und "weiche Röntgenstrahlung" ($E \approx 1 \text{ KeV}$) (Córdova und Riegler, 1979) im optischen Minimum zeigt.

Die Ausbruchsperiode von MU Cen beträgt im Mittel 45 Tage (Bateson, 1976). Wie in BV Cen dauert der Anstieg zum Maximum länger als der Abstieg; allerdings sind keine Stillstände beobachtet worden. Da MU Cen im Minimum deutlich schwächer als 15^m wird, ist dieses Phänomen noch nicht gesichert.

V 442 Cen wurde 1933 von Luyten als Veränderlicher gefunden. Visuelle Beobachtungen im Zeitraum zwischen 1954 und 1977 (Bateson, 1977 b) ergeben eine Zykluslänge von 25 Tagen. Es zeigte sich jedoch, daß individuelle Zyklen im Bereich von 12 und 49 Tagen liegen. Obwohl Zwergnovae mit kurzen Ausbruchsintervallen entweder Supermaxima oder Helligkeitsstillstände zeigen, ist dies in V 442 Cen nicht der Fall. Bisher liegen Untersuchungen von diesem Stern nur im Maximum vor, da er im Minimum unter 16^m absinkt und selbst für große Instrumente schwierig erreichbar wird.

HP Nor, BV Pup und V 373 Cen sind mit Minimumshelligkeiten größer als 15^m recht lichtschwach. Sie besitzen Ausbruchsintervalle zwischen 19 und 23 Tagen, sind bis heute jedoch sehr wenig beobachtet worden.

RR Pic wurde am 25. Mai 1925 als Nova entdeckt und erreichte am 9.

Juni 1925 ihre maximale Helligkeit von 1.2 Größenklassen. Sie blieb für das "unbewaffnete" Auge etwa 1 Jahr sichtbar (Spencer Jones, 1931). Mit ihrer Minimumshelligkeit von nahezu 13^m gehört sie zu den hellsten und bestuntersuchten alten Novae am Südhimmel. Die ersten lichtelektrischen Messungen an RR Pic führte van Houten (1966) durch: Er beschreibt die Lichtkurve "cepheid ähnlich" mit einer Periode von 3.5 Stunden. Die späteren Beobachtungen von Mumford (1971) und Vogt (1975) zeigten, daß RR Pic ein Bedeckungssystem mit einer Periode von 3^h29^{min} ist.

4.2.2. Reduktion der Spektren

In Abschnitt 3.2. dieser Arbeit wurde das spektroskopische Material beschrieben. Die Beobachtungsdaten für die untersuchten eruptiven Systeme sind in Tabelle 4 und 6 zusammengestellt.

Zur quantitativen Analyse wurden die Spektren mit dem PDS Mikrophotometer der Universität Bonn registriert. Die Abtastung der Spektren erfolgte dabei mit einer Schrittweite von 1μ und Spaltbreiten von $5 \times 100 \mu$ und $5 \times 200 \mu$. Die Daten wurden in Form von Transmissionswerten (bezogen auf klare Platte) auf Magnetband übertragen. Diese Transmissionen T werden mit der einfachen Beziehung $S = 1 - T$ in Schwärzungen umgerechnet und auf $0 \leq S \leq 1$ normiert.

Da die Spektren nicht kalibriert waren, wurden die Schwärzungen mit mittleren Schwärzungskurven in Intensitäten umgewandelt. Auf diese Weise konnten von den mit dem 3.6m-Teleskop aufgenommenen Spektren Intensitätsregistrierungen gewonnen werden. Für die mit den 1m- und 1.52m-Teleskopen aufgenommenen restlichen Spektren wurden die photographischen Schwärzungen als Funktion der Wellenlänge geplottet. Alle hierzu erforderlichen Rechnungen wurden am Regionalen Rechenzentrum der Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt.

4.2.3. Identifikation der Spektrallinien

Die Abbildungen 13 bis 22 zeigen Intensitätsregistrierungen typischer Spektren der untersuchten Systeme. Die Spektren von AT Ara, BV Cen, MU Cen, V 436 Cen, EX Hya und RR Pic sind im Minimum, die von V 442 Cen und HP Nor im Maximum aufgenommen. Von V 373 Cen liegen Spektren im Minimum und im Maximum vor. Die Helligkeiten der Systeme zur Zeit der Beobachtung sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Die Spektrallinien wurden mit Hilfe der "Revised Multiplet Tables" (Moore, 1945) identifiziert. Tabelle 12 enthält die identifizierten Spektrallinien der zehn Objekte: Die ersten drei Spalten geben die Linienidentifikation, die Multiplettnummer und die Laborwellenlänge (λ) an. Die folgenden Spalten beziehen sich auf die einzelnen Veränderlichen: E steht für Emissionslinie, A für Absorptionslinie und d heißt, daß diese Linie eine Doppelstruktur besitzt.

Im folgenden wird eine Beschreibung der wichtigsten spektroskopischen Eigenschaften der untersuchten Objekte gegeben:

AT Ara (Zwergnova, Spektren aus den Jahren 1975/1976, Minimum):

Die Balmerlinien $H\beta$ - H_{12} sind relativ zum Kontinuum stark.

Im Vergleich dazu deutlich schwächer sind die HeI-Linien (λ 4026 Å, 4471 Å, 4713 Å, 4922 Å und 5015 Å). CaII(K) ist schwach sichtbar; möglicherweise ist auch HeII (λ 4686 Å) vorhanden. Die genannten Linien treten in Emission auf. Im Spektrum vom 8.5.1975 zeigt sich das NaI-Dublett (D_1 = 5896 Å und D_2 = 5890 Å) und HeI (λ 5876 Å) in Emission.

Anzeichen von Absorptionen des FeI (G-Band bei 4300 Å) und CaI (λ 4227 Å) sind vorhanden: Die Sichtbarkeit dieser beiden Linien variiert von Spektrum zu Spektrum.

Die Emissionslinien zeigen keine Dopplung. Die Existenz der Sekundärkomponente wird durch die beobachteten Absorptionen angedeutet.

BV Cen (Zwergnova, Spektren aus dem Jahr 1975, Minimum):

Die Balmerlinien von H β bis H12 sind mäßig stark und breit (Flügelausdehnung bis über 50 Å, Abschnitt 4.2.5.), wesentlich schwächer fallen die HeI-Linien ($\lambda\lambda$ 4046 Å, 4471 Å und 5876 Å) aus: in Emission. He ist durch den Einfluß von CaII(H) gestört und die Emission von CaII(K) ist kaum noch vorhanden. NaI (D₁ und D₂) erscheint in Emission.

Absorptionslinien, die auf einen späten Begleiter hinweisen, sind zahlreich vorhanden: FeI (G-Band, usw.; siehe Tabelle 12), CaI (λ 4227 Å).

Eine Klassifikation der Sekundärkomponente im MK-System ist möglich, da die Dispersion von 86 Å/mm ausreicht, um die relative Linienstärke nahe beieinanderliegender Fe-Linien auszumessen. Aus den Verhältnissen der FeI-Linien 4383 Å zu 4404 Å und von CaI (λ 4227 Å) zu FeI (λ 4272 Å) wurde der Spektraltyp der Sekundärkomponente zwischen G4 - G6 bestimmt.

Die Linien der Balmerserie erscheinen gedoppelt, während die HeI-Linien nur einen Peak zeigen. Von einem G-Stern erwartet man Balmerabsorptionen, die in der Stärke den prominentesten FeI-Linien gleichen. Infolgedessen sollten die in der Scheibe entstehenden breiten Emissionen der Balmerserie von schmalen Absorptionen überlagert sein (siehe Abschnitt 4.2.5.), die von dem späten Begleiter stammen. Die beobachtete Liniendopplung läßt sich durch die überlagerte Absorption erklären. Vogt (1979) leitete aus seinem spektroskopischen Material der Jahre 1974 bis 1976 den Spektraltyp der Sekundärkomponente zwischen G5 - G8 ab.

MU Cen (Zwergnova, Spektren aus den Jahren 1976/1978, Minimum):

Die Balmerlinien H β bis H11 in Emission sind recht breit (bis zu 60 Å), zeigen aber trotz starker Störung Linienaufspaltung. He ist durch CaII(H) gestört. Die HeI ($\lambda\lambda$ 4026 Å, 4472 Å, 4713 Å, 5015 Å) Emissionslinien sind recht schwach.

CaII(K) tritt in Absorption auf; CaI ($\lambda\lambda$ 4227 Å und 4456 Å) erscheint in Absorption, ebenso zahlreiche FeI-Linien (relativ stark das G Band; siehe Tabelle 12) und CrI (λ 4254 Å).

Der Einfluß der Sekundärkomponente ist deutlich. Der Spektraltyp des späten Begleiters wurde mit Hilfe derselben Linienverhältnisse FeI/FeI und CaI/FeI wie bei BV Cen abgeschätzt: Er liegt im Bereich G5 - K0. Die Liniendopplung der breiten Balmerlinien entsteht, analog zu BV Cen, durch die Überlagerung des Absorptionsspektrums des Begleiters.

V 373 Cen (Zwergnova, Spektren aus den Jahren 1976 (Maximum) und 1978 (Minimum)):

MAXIMUM: An den Stellen der Balmerlinien und HeI-Linien sind schwache Einsenkungen im Kontinuumsverlauf (Absorptionen) sichtbar. Ansonsten dominiert das Kontinuum; weitere Absorptionsmerkmale sind nicht vorhanden.

MINIMUM: Die Spektren sind durch Mondlicht gestört. Die Balmerlinien H β bis H8 und HeI-Linien ($\lambda\lambda$ 4026 Å, 4120 Å, 4471 Å, 5015 Å) in Emission sind breit und recht verwaschen. Die Balmeremissionen sind von Absorptionen überlagert. Die He-Linie ist durch CaII(H) Absorption gestört, in einigen Spektren treten deshalb an dieser Stelle Absorptionen auf. CaII(K) erscheint in Absorption, ebenso CaI (λ 4227 Å), FeI (das G-Band ist relativ stark, was aber teilweise auf die Störung durch das Mondlicht zurückzuführen ist; weitere Linien siehe Tabelle 12) und CrI (λ 4254 Å).

Mit Hilfe der bereits beschriebenen Linienverhältnisse wurde der Spektraltyp des Begleiters abgeschätzt. Zur Klassifikation wurden die 4 Spektren aus dem Jahr 1978 herangezogen. Aus ihnen konnte für den späten Begleiter ein Spektraltyp um K0 abgeleitet werden. Die überlagerten Absorptionen in den Balmeremissionen sind auch hier der Grund für die Liniendopplung.

V 436 Cen (Zwergnova, Spektren aus dem Jahr 1978, Minimum):

Die Balmeremissionen H β bis H10 sind stark ausgeprägt. Die HeI-Linien ($\lambda\lambda$ 4026 Å, 4471 Å, 5015 Å) sind vergleichsweise schwach, CaII(K) ist nur andeutungsweise vorhanden (durch die Störung des Mondlichtes treten an dieser Stelle schwache Absorptionen auf). FeII ($\lambda\lambda$ 4174 Å, 4233 Å) tritt in Emission auf.

Stellare Absorptionsmerkmale sind nicht erkennbar.

Der Einfluß der Sekundärkomponente macht sich auf das Spektrum nicht bemerkbar.

Die Balmerlinien, HeI- und FeII-Linien sind gedoppelt: Die Ursache hierfür ist die differentiell rotierende Akkretionsscheibe (Abschnitt 4.2.5.), zumal auch die FeII-Linien Doppelstruktur zeigen.

Die FeII-Linien entstehen in den Schichten der Akkretionsscheibe, in denen eine Temperatur von ca. 8000 K - 10000 K herrscht.

V 442 Cen (Zwergnova, Spektren aus dem Jahr 1978, Maximum):

Die Spektren zeigen keine Emissionsmerkmale. Die Wasserstoffabsorptionslinien H β bis H11 sind flach und zeigen Doppelstruktur. Vor allem H β ist stark gestört. Schwache HeI-Absorptionslinien ($\lambda\lambda$ 4120 Å, 4471 Å, 4922 Å, 5015 Å) konnten identifiziert werden. CaII(K) tritt in Absorption auf. FeI (G Band) und CaI (λ 4227 Å) sind nicht vorhanden.

Während des Maximums sind keine Anzeichen für einen späten Begleiter vorhanden. Da V 442 Cen im Minimum extrem lichts~~chw~~ach ($\geq 16^m$) ist und bislang keine Spektren dafür vorliegen, läßt sich nicht entscheiden, ob der Begleiter im Ausbruchmaximum durch die Scheibe überstrahlt wird.

EX Hya (Zwergnova, ein Spektrum aus dem Jahr 1978, Minimum):

Die Balmeremissionslinien besitzen Doppelstruktur. Sie sind von H β bis H9 sichtbar und besitzen eine Flügelausdehnung bis zu 70 Å (Abschnitt 4.2.5.). Die HeI-Linien ($\lambda\lambda$ 4026 Å, 4471 Å, 4713 Å, 4922 Å, 5015 Å) treten auch gedoppelt auf. HeII (λ 4686 Å) erscheint in Emission.

Diese Situation ist für Zwergnovae im Minimum recht ungewöhnlich: Neben den relativ "kühlen" Linien von H und HeI erscheint HeII, das eine Anregungstemperatur von 30000 K benötigt. Vogt (1979) berichtet auch vom Auftreten sehr schwacher FeII-Linien (λ 5166 Å) in einigen Minimumsspektren.

HP Nor (Zwergnova, Spektren aus den Jahren 1976/1978, Maximum):

Die Spektren zeigen keine Emissionen. Die Absorptionen der Balmerli-

nien H β bis H10 sind recht flach und zeigen Flügelausdehnungen bis über 60 Å (siehe Abschnitt 4.2.5.). Obwohl die H-Linien verrauscht sind, zeigen sie eine Liniendopplung. Die HeI- Linien ($\lambda\lambda$ 4471 Å, 4922 Å, 5015 Å) sind schwach sichtbar. Hinweise auf eine Sekundärkomponente (FeI, CaI) sind nicht vorhanden.

7b der Begleiter im Minimum sichtbar ist, ist nicht geklärt.

BV Pup (Zwergnova, je ein Spektrum von 1974 und 1975, Minimum):

Die Balmerlinien H β bis H9 sind flach und treten in Emission auf. In beiden Spektren tritt CaII(K) nicht in Emission auf, möglicherweise ist es durch eine Absorption der Sekundärkomponente überlagert. He ist stark verrauscht und tritt nur wenig in Erscheinung, u.U. ist auch hier eine Ca(H)-Absorption überlagert. Weitere Absorptionslinien von FeI und CaI, die auf den Sekundärstern hinweisen, sind nicht vorhanden. Eine Klärung der Situation kann nur weiteres spektroskopisches Material bringen. Das Natriumdublett D₁ und D₂ erscheint in Emission. HeI-Linien lassen sich nicht identifizieren.

RR Pic (alte Nova, Spektren aus den Jahren 1974/1975):

Prominenteste Linie der Spektren ist die HeII-Linie (λ 4686 Å) in Emission, gefolgt von der CIII-NIII Gruppe (bei 4650 Å). Kaum sichtbar ist die Balmerserie (H β bis H8) in Emission. Im roten Teil der Spektren ist schwach das Natriumdublett D₁ und D₂ in Emission sichtbar. HeI-Linien sind nicht erkennbar. Deutlich vorhanden ist die Pickering-Serie ($\lambda\lambda$ 4542 Å, 4859 Å, 5411 Å) in Emission.

Das Novaspektrum unterscheidet sich grundlegend von den oben beschriebenen Zwergnovaspektren: Im Novaspektrum dominieren HeII- und CIII-NIII - Linien, in Zwergnovaspektren dagegen Linien von neutralem H und HeI.

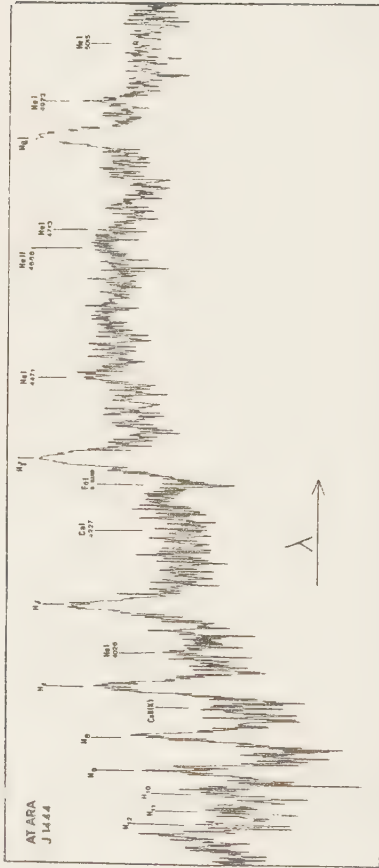


Abbildung 13: Intensitätsregistrierung des optischen Spektrums der Zwergnova AT Ara (Minimum)
(3700 Å - 5050 Å)

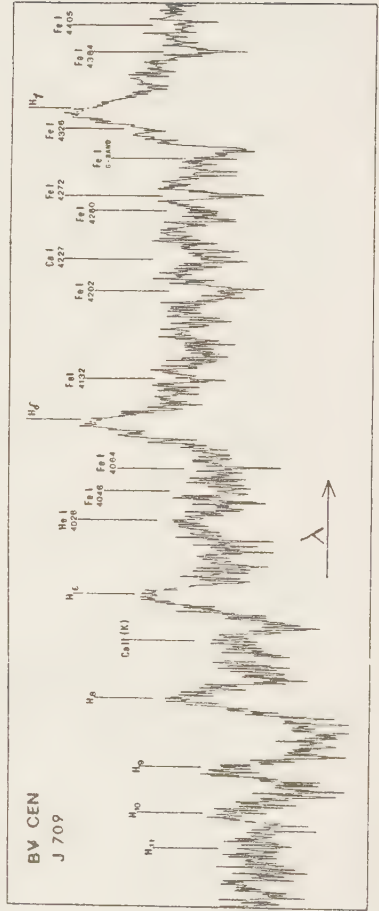


Abbildung 14: Intensitätsregistrierung des optischen Spektrums der Zwergnova BV Cen (Minimum)
(3700 Å - 4420 Å)

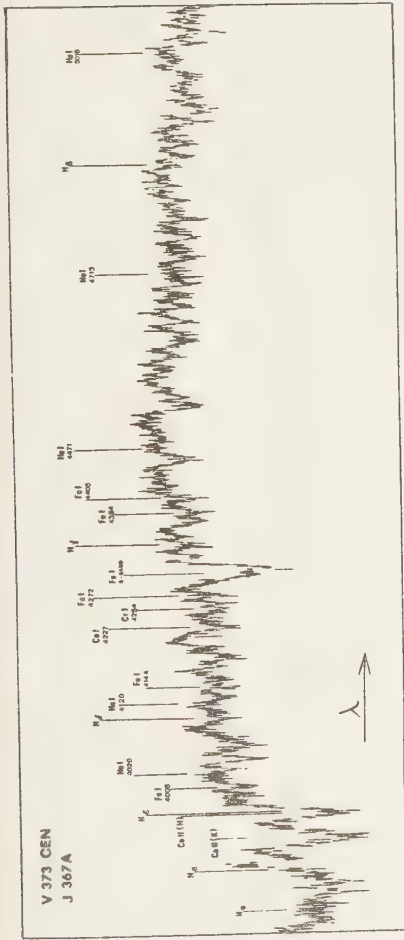


Tabelle 12: Identifizierte Spektrallinien der optischen Spektren

Linie	Multiplett	λ_{Tab} (Å)	AT Åra (Min)	BV Cen (Min)	MJ Cen (Min)	V373 Cen (Min)	V373 Cen (Max)	V436 Cen (Min)	V442 Cen (Max)	EX Åya (Min)	HP Nor (Max)	BV Rip (Min)	RR Pic (Min)
H12	1	3750.154	E ⁺	Ed	Ed	----	----	----	----	----	----	----	----
H11	1	3770.632	E	Ed	Ed	----	----	----	Ad	----	----	----	----
H10	1	3797.900	E	Ed	Ed	----	----	Ed	Ad	----	Ad	----	----
H9	1	3835.386	E	Ed	Ed	Ed	----	Ed	Ad	Ed	Ad	E	----
H8	1	3889.051	E	Ed	Ed	Ed	A	Ed	Ad	Ed	Ad	E	E
CaII(K)	1	3933.664	E	E	A	A	----	A	A	E	A	----	----
CaII(H)	1	3968.470	---	----	A	A	----	----	----	----	----	----	----
H ϵ	1	3970.074	E	Ed	Ed	Ed	A	Ed	Ad	Ed	Ad	E	E
FeI	43	4005.246	---	----	A	A	----	----	----	----	----	----	----
HeI	18	4026.189	E	E	E	E	----	Ed	----	Ed	----	----	----
FeI	43	4045.815	---	A	A	----	----	----	----	----	----	----	----
FeI	43	4063.597	---	A	A	A	----	----	----	----	----	----	----
H δ	1	4101.737	E	Ed	Ed	Ed	A	Ed	Ad	Ed	Ad	E	E

Tabelle 12: Identifizierte Spektrallinien der optischen Spektren - FORTSETZUNG 2

Linie	Multiplett	λ_{Lab} (Å)	ΔT Å (Min)	BV Cen (Min)	MU Cen (Min)	V373 Cen (Min)	V436 Cen (Min)	V442 Cen (Max)	EX Hya (Min)	HP Nor (Max)	BV Pup (Min)	RR Pic (Min)
CaI	4	4455.887	---	----	A [†]	----	----	----	----	----	----	----
HeI	14	4471.477	E	E	E	A	Ed	A	Ed	A	----	----
HeII	2	4541.590	---	----	----	----	----	----	----	----	----	E
CaI	23	4585.871	---	----	----	----	----	----	----	----	----	E
CIII - NIII		~4650	---	----	----	----	----	----	----	----	----	E
HeII	1	4685.682	E	----	----	----	----	----	E	----	----	E
HeI	12	4713.143	E	----	E	E	----	----	Ed	----	----	----
HeII	2	4859.323	---	----	----	----	----	----	----	----	----	E
H β	1	4861.332	E	Ed	Ed	A	Ed	Ad	Ed	Ad	E	E
HeI	48	4921.929	---	----	----	----	----	A	Ed	A	----	----
HeI	4	5015.675	E	----	E	E	Ed	A	Ed	A	----	----
HeII	2	5411.524	---	----	----	----	----	----	----	----	----	E
NaI(D ₂)	1	5889.953	E	E	----	----	----	----	----	----	E	E
NaI(D ₁)	1	5895.923	E	E	----	----	----	----	----	----	E	E
HeI	11	5875.634	E	E	----	----	----	----	----	----	----	----

[†] Die Abkürzungen bedeuten: E = Emission, A = Absorption, d = Die Spektrallinie erscheint gedoppelt.

4.2.4. Radialgeschwindigkeitsmessungen

Aus den Spektren der beschriebenen Objekte, - mit Ausnahme der Systeme EX Hya, BV Pup und RR Pic, für die die Qualität der Spektren keine zuverlässigen Messungen zuließ, wurden Radialgeschwindigkeiten abgeleitet.

Die Radialgeschwindigkeitskurven der Systeme wurden mit zwei voneinander unabhängigen Methoden bestimmt, da durch folgende Störungen die exakte Messung der Linienverschiebung beeinträchtigt ist:

- Die Emissionslinien sind aufgrund überlagerter Absorptionen asymmetrisch.
- Die Emissions- bzw. Absorptionslinien sind relativ schwach und verrauscht.
- Die Emissionslinien bzw. Absorptionslinien der Akkretionsscheibe sind stark verbreitert und besitzen Flügel mit einer Ausdehnung über $60 \text{ \AA}$ (Abschnitt 4.2.5.).

Methode 1: Das gesamte Linienprofil wird für die Radialgeschwindigkeitsmessung verwendet. Dazu wurden die Spektren an der Grantmaschine des MPIA Heidelberg ausgemessen. Bei der Grantmaschine wird auf einem Oszillographenschirm das eigentliche Linienprofil und sein Spiegelbild dargestellt. Der Abgleich, - und damit die Festlegung der Position, erfolgt dadurch, daß Bild und Spiegelbild zur Deckung gebracht werden.

Methode 2: Die Ausmessung der Verschiebung des Linienschwerpunktes über eine graphische Methode. Dazu wurde bei Emissionslinien die maximale Höhe, bei Absorptionslinien die größte Einsenkung relativ zum Kontinuum genommen. Bei der halben Höhe wird die Halbwertsbreite der Linie gemessen; ihr Mittelpunkt, - von Linienflanke zu Linienflanke -, bestimmt den gesuchten Schwerpunkt.

Methode 1 mittelt über die vorhandenen Linienasymmetrien, allerdings ist die Einstellung der Linienflügel oft mit Unsicherheiten behaftet; dagegen müssen in Methode 2 die Asymmetrien mitberücksichtigt werden. Die aus beiden Methoden abgeleiteten Geschwindigkeitswerte wurden am Schluß gemittelt, und so eine mittlere Radialgeschwindigkeitskurve bestimmt.

BV Cen: Für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeitskurven stehen 10 Spektren zur Verfügung. Allein 6 davon wurden in einer Nacht aufgenommen und überdecken eine Zeit von 6 Stunden. In Tabelle 6 sind die Daten angegeben.

Die Verschiebung der aus der Scheibe stammenden Emissionslinien repräsentiert die Bahnbewegung der Primärkomponente, während die Absorptionslinien des FeI und CaI die Bewegung der Sekundärkomponente widerspiegeln.

In Tabelle 13 sind die Ergebnisse zusammengestellt: Die ersten drei Spalten geben die Plattennummer, das Datum und den Zeitpunkt zur Mitte der Belichtung. In den nächsten 3 Spalten sind die nach Methode 1 und 2 ermittelten Radialgeschwindigkeiten und die Zahl N der dazu benutzten Emissionslinien aufgeführt. Verwendet wurden die 6 starken Balmerlinien H8 bis H9. Die letzten beiden Spalten beschreiben die Absorptionslinien, d.h. die nach Methode 2 abgeleiteten Geschwindigkeitswerte für insgesamt 7 Spektren. Herangezogen wurden die vier starken FeI-Linien bei λ 4272 Å, λ 4326 Å, λ 4384 Å und λ 4405 Å. In drei Spektren konnten die FeI-Linien nicht eindeutig ausgemessen werden.

Mit dem in Abschnitt 4.1.6. beschriebenen Periodensuchprogramm wurden für die nach Methode 1 bestimmten Geschwindigkeiten eine Periode von 15^h13^m und für Methode 2 15^h22^m ermittelt. Mit einem Mittelwert aus diesen beiden Perioden ergeben sich folgende Ephemeriden:

$$\begin{array}{rcl} \text{HeI JD (Max)} & = & 2440264^d.780 + 0^d.6375 \text{ E} \\ & & \pm 11 \qquad \qquad \pm 44 \end{array}$$

In Abbildung 23 sind die Radialgeschwindigkeitskurven für die Emissions-

und Absorptionslinien dargestellt. Eingezeichnet sind die individuell bestimmten Geschwindigkeiten mit den Fehlerbalken. Als grobes Maß für den Fehler wurden die Differenzen der aus Methode 1 und Methode 2 bestimmten Geschwindigkeiten betrachtet. Die Linien repräsentieren eine nach dem Least-Square Verfahren berechnete periodische Funktion der Form:

$$\text{Funktion} = A \sin (\phi + B) + C .$$

Die durchgezogene Linie zeigt die berechnete Periode von $15^{\text{h}}18^{\text{m}}$ mit Exzentrizität Null, d.h. es wird angenommen, daß die Bahnen der Komponenten kreisförmig sind. Sie bezieht sich auf die Emissionslinien. Die gestrichelte Linie repräsentiert für dieselbe Periode die Geschwindigkeitskurve der Absorptionslinien. Aus beiden Kurven kann nun die halbe Geschwindigkeitsamplitude K entnommen werden:

$$K_{\text{Emission}} = 118 \text{ km/sec} , \\ \pm 11$$

$$K_{\text{Absorption}} = 109 \text{ km/sec} . \\ \pm 14$$

Trotz der erheblichen Streuungen der Meßwerte weicht die abgeleitete Periode von $0^{\text{d}}.6375$ nur um 5 % von der von Vogt et al. (1978) angegebenen Periode ab, die aus 15 Spektren bestimmt wurde. Damit ergibt sich ein weiterer Hinweis, daß die von Mumford (1971) bestimmte Periode von $0^{\text{d}}.1583$ zu klein ist. Die Werte für die Geschwindigkeitsamplituden sind 30 % kleiner als die von Vogt (1979a) angegebenen, aber das Verhältnis $K_{\text{E}}/K_{\text{A}}$ bleibt in beiden Fällen etwa dasselbe.

Tabelle 13: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova BV Cen

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .0 +)	Emissionslinien		N ^{††}	Absorptionslinien	
			M1 (km/sec)	M2 [†] (km/sec)		M2 (km/sec)	N
704	06.05.1975	2539 ^d .56181	+ 7	+ 2	6	-----	---
705	08.05.1975	2541.49132	- 36	- 85	6	-----	---
706	08.05.1975	2541.53681	- 130	- 62	6	- 13	4
707	08.05.1975	2541.58681	- 147	- 139	6	- 11	4
708	08.05.1975	2541.63750	- 201	- 127	6	+ 151	4
709	08.05.1975	2541.68889	- 206	- 211	6	- 1	4
710	08.05.1975	2541.73889	- 187	- 194	6	+ 76	4
715A	09.05.1975	2542.64583	- 33	+ 112	6	- 113	4
715B	09.05.1975	2542.68889	+ 40	+ 49	6	- 112	4
716A	09.05.1975	2542.74097	- 2	+ 38	6	-----	---

[†] M1 und M2 beziehen sich auf Methode 1 und Methode 2.

^{††}N ist die Zahl der stellaren Linien, die für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeitswerte verwendet wurden.

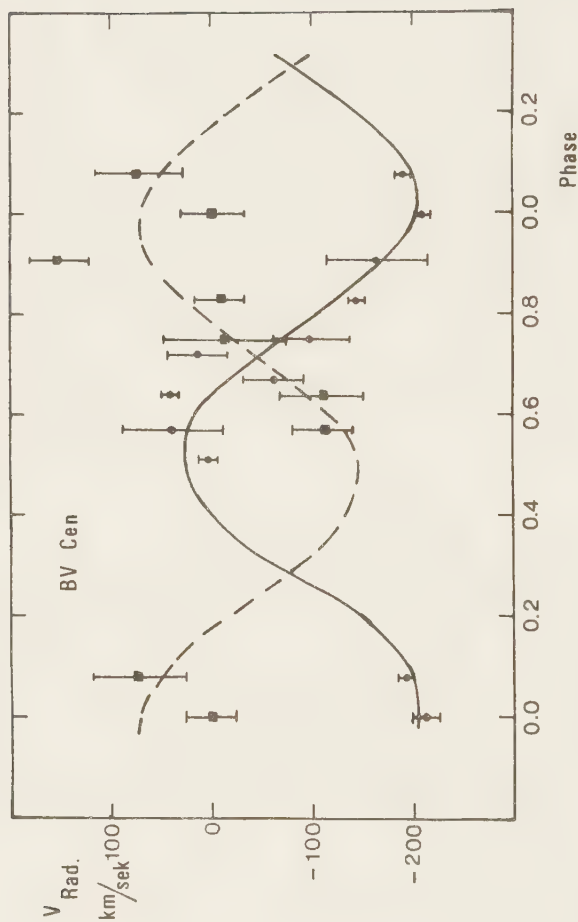


Abbildung 23: Radialgeschwindigkeitskurven für beide Komponenten der Zwergnova BV Cen
 Die Symbole bedeuten: ($\bullet$) für die Primärkomponente (Emissionslinien)
 ($\blacksquare$) für die Sekundärkomponente (Absorptionslinien)
 Die Linien repräsentieren einen Least-Square Fit an den Geschwindigkeitswerten.

V 436 Cen: Alle 13 von diesem System vorliegenden Spektren konnten zur Geschwindigkeitsmessung verwendet werden. Sie sind mit dem 3.6m-Teleskop aufgenommen und besitzen eine ausgezeichnete Zeitauflösung. Allein 9 Spektren konnten in einer Nacht gemacht werden; sie überdecken ein Zeitintervall von etwa 3 Stunden. Da alle Balmerlinien eine ausgeprägte Linienverdopplung aufweisen, die sich vor allem in den höheren Linien nachteilig auf eine genaue Radialgeschwindigkeitsmessung auswirkt, wurden nur vier Linien (H β bis H ϵ) zur Messung herangezogen. Aus technischen Gründen wurden die Spektren nur nach Methode 2 ausgewertet.

In Tabelle 14 sind die wichtigsten Daten zusammengestellt. Mit dem Periodensuchprogramm ergibt sich die folgende Periode:

$$\text{Hel JD (Max)} = 2443593^{\text{d}}.591 \pm 3 + 0^{\text{d}}.06257 \text{ E} \pm 50$$

Die zugehörige Radialgeschwindigkeitskurve ist in Abbildung 24 dargestellt. Die Fehlerbalken veranschaulichen die unterschiedlichen Geschwindigkeitsmessungen in den einzelnen Spektren.

Aus der gefitteten Kurve läßt sich die Geschwindigkeitsamplitude ermitteln:

$$K_{\text{Emission}} = 174 \text{ km/sec} \pm 15$$

Vogt (1979b) hat eine vorläufige Periode für V 436 Cen von $0^{\text{d}}.0669$ mit einem K von 159 km/sec publiziert.

Eine Untersuchung der durch die Doppelstruktur der Linienemissionen hervorgerufenen scheinbaren Absorptionen zeigt, daß sie sich mit dem Linienschwerpunkt bewegen. Die Analyse ergibt die obige Periode mit einer etwas kleineren Geschwindigkeitsamplitude. Die Absorptionen mit den beiden Linienpeaks (blaue und rote Komponente) stammen, wie die gesamte Emissionslinie, aus der Akkretionsscheibe.

V 436 Cen gehört zu den Vertretern, die Supermaxima zeigen. In VW Hyi (Marino und Walker, 1974; Vogt, 1974; Warner, 1975c), WX Hyi (Walker, Marino und Freeth, 1976; Marino und Walker, 1978), V 436 Cen (Warner

Tabelle 14: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova V 436 Cen

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .0 +)	Emissionslinien	
			M2 [†] (km/sec)	N ^{††}
355A	26.03.1978	3594 ^d .73542	+ 183	4
355C	26.03.1978	3594 .74514	+ 15	4
357A	26.03.1978	3594 .80000	+ 183	4
357B	26.03.1978	3594 .80625	+ 60	4
357C	26.03.1978	3594 .81597	- 51	4
357D	26.03.1978	3594 .82500	- 211	4
357E	26.03.1978	3594 .83403	- 76	4
357F	26.03.1978	3594 .84236	+ 5	4
357H	26.03.1978	3594 .85069	+ 100	4
364A	27.03.1978	3595 .75278	- 73	4
364B	27.03.1978	3595 .76181	- 214	4
364C	27.03.1978	3595 .77500	- 65	4
364D	27.03.1978	3595 .78403	+ 1	4

[†]M2 steht für Methode 2.

^{††}N ist die Zahl der stellaren Linien, die zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeitswerte verwendet wurden.

1975a; Semeniuk, 1978) und Z Cha (Bailey, 1979) treten während der Superausbrüche, sogenannte "Superbuckel" (Superhumps) auf, die eine Periode zeigen, die etwa 3 % länger ist als die Periode im Minimum: VW H_γi 0^d.0769 (Supermaximum) gegenüber 0^d.0743; Z Cha 0^d.0772 gegenüber 0^d.0745 und WX H_γi 0^d.0774 gegenüber 0^d.0749. Bailey (1979) versuchte ohne Erfolg aus der Lichtkurve von V 436 Cen im Mi-

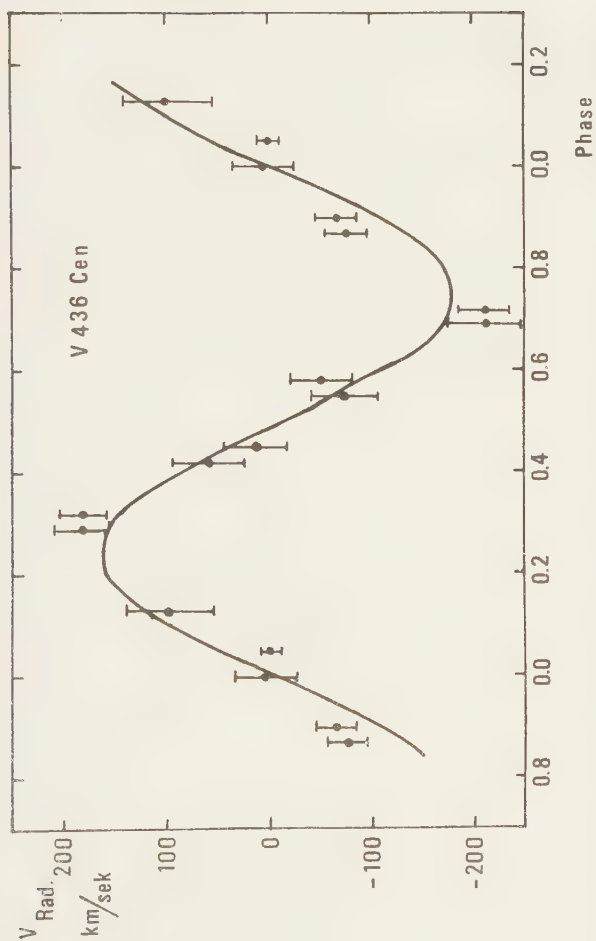


Abbildung 24: Radialgeschwindigkeitskurve der Primärkomponente der Zwergnova V 436 Cen. Die Symbole (●) stellen die Geschwindigkeitswerte, bestimmt aus den Emissionslinien, für die Primärkomponente dar. Die Linie repräsentiert den Least-Square Fit an den Geschwindigkeitswerten.

nimum eine Bahnperiode abzuleiten. Die Superbuckelperiode in V 436 Cen beträgt $0^d.0638$, unsere Bahnperiode ist $0^d.06257$, also 2 % kürzer. In V 436 Cen zeigt sich also dieselbe Situation wie in den anderen genannten SU UMa - Sternen: eine Periodenabnahme von Superbuckel-Periode nach Minimumsperiode. Damit stehen wir allerdings in Widerspruch zu Vogt (1979b), dessen angegebene Bahnperiode von $0^d.0669$ um 5 % länger ist als die Superbuckel-Periode.

V 373 Cen: Von diesem Stern liegen 4 Minimumsspektren aus dem Jahr 1978 vor, die in zwei Nächten aufgenommen worden sind. Zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit der Emissionslinien wurden die beiden Balmerlinien H β und H γ verwendet; die anderen Linien sind zu stark gestört und können nicht benutzt werden. Für die Geschwindigkeitsmessung der Absorptionslinien wurden die drei stärksten FeI-Linien (λ 4272 Å, 4384 Å und 4405 Å) verwendet. In beiden Fällen findet nur die Methode 2 Anwendung. Tabelle 15 enthält die Geschwindigkeitsangaben mit der Zahl der verwendeten Linien im Spektrum. Im Spektrum 367 A wurde allein H γ benutzt.

Die wenigen Meßpunkte erlauben keine eindeutige Bestimmung der Periode. Ein erster Hinweis ergibt sich vielleicht aus der Tatsache, daß das Periodensuchprogramm sowohl für die Absorptions- als auch für die Emissionslinien eine "Periode" von 6^h51^m berechnet. Damit sind die Geschwindigkeitswerte in Abbildung 25 über die Phase geplottet; die gestrichelten Linien geben den Trend der Variationen der Radialgeschwindigkeitswerte wider. Die Punkte deuten auf Geschwindigkeitsänderungen hin, die auf eine Bahnbewegung des Systems schließen lassen.

Für eine zuverlässige Periodenbestimmung reicht das vorhandene Beobachtungsmaterial nicht aus.

MU Cen: In den Spektren von MU Cen sind die blaue und rote Komponente gleichermaßen sichtbar. Von den 7 Spektren aus den Jahren 1976 und 1978 werden 4 verwendet; für die Spektren aus dem Jahr 1976 mit der geringen Dispersion von 256 Å/mm lassen sich keine vernünftigen Werte ermitteln. Tabelle 16 beschreibt die Ergebnisse der beiden

Tabelle 15: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova V 373 Cen

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .0 +)	Emissionslinien M2 [†] (km/sec)	N ^{††}	Absorptionslinien M2 (km/sec)	N
356A	26.03.1978	3594 ^d .76528	- 92	2	+ 127	3
356C	26.03.1978	3594 .77500	- 53	2	+ 77	3
367A	27.03.1978	3595 .87083	- 16	1	+ 107	3
367B	27.03.1978	3595 .88113	- 129	2	+ 145	3

Tabelle 16: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova MU Cen

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .0 +)	Emissionslinien, [†] M1 (km/sec)	M2 (km/sec)	N ^{††}	Absorptionslinien M2 (km/sec)	N
366A	27.03.1978	3595 ^d .81892	- 123	- 56	3	+ 14	3
366B	27.03.1978	3595 .82894	+ 83	+ 103	3	- 152	3
366C	27.03.1978	3595 .83594	+ 84	+ 84	3	- 125	3
366D	27.03.1978	3595 .84184	+ 21	+ 32	3	- 152	3

[†] M1 und M2 beziehen sich auf Methode 1 und Methode 2.

^{††} N ist die Zahl der stellaren Linien, die zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeitswerte verwendet wurden.

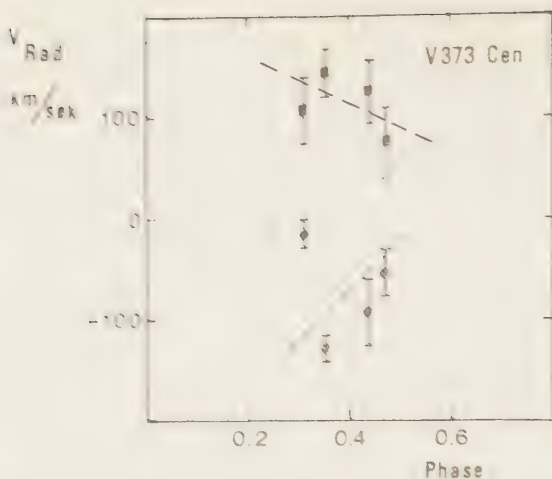


Abbildung 25: Die Variationen der Radialgeschwindigkeiten für beide Komponenten der Zwergnova V 373 Cen.

Die Symbole bedeuten: (●) für die Primärkomponente (Emissionslinien) und (■) für die Sekundärkomponente (Absorptionslinien). Die gestrichelten Linien zeigen den Trend der Geschwindigkeitsvariationen an.

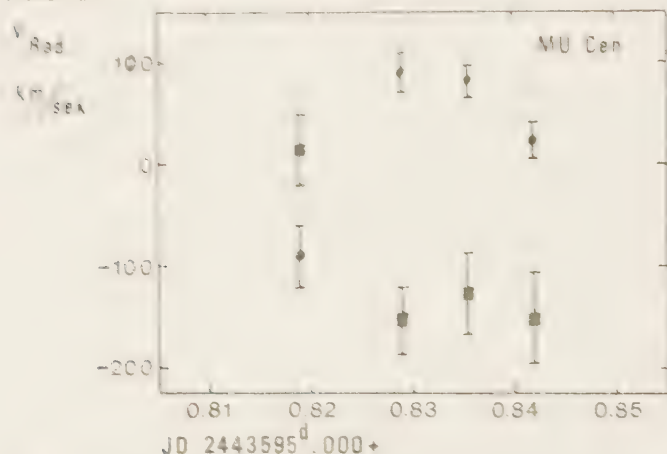


Abbildung 26: Die Variationen der Radialgeschwindigkeiten für beide Komponenten der Zwergnova MU Cen.

Die Symbole bedeuten: (●) für die Primärkomponente (Emissionslinien) und (■) für die Sekundärkomponente (Absorptionslinien).

Auswertungsmethoden. Die Balmerlinien $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$, sowie drei repräsentative FeI-Linien ($\lambda\lambda$ 4272 Å, 4384 Å und 4405 Å) dienen zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeit.

Im Bereich von 1 bis 15 Stunden wurde erfolglos nach einer Periode gesucht. Einmal sind wieder nur wenige Meßpunkte vorhanden, zum anderen wurden die vier Spektren in einem Zeitraum von einer halben Stunde aufgenommen. Innerhalb dieser kurzen Zeitspanne kann sich noch keine Periode abzeichnen, zumal man wegen des zusammengesetzten Spektrums eine Periode über 6 Stunden vermuten kann. Abbildung 26 zeigt die abgeleiteten Geschwindigkeiten der Emissions- und Absorptionslinien über der Zeit aufgetragen. Die Einheit der Abszisse ist das Julianische Datum. Signifikante Variationen in den Geschwindigkeiten zeigen sich trotz des kurzen Meßintervalls.

V 442 Cen: Dieser Stern wurde während eines Ausbruchs spektroskopiert: Jeweils 9 Belichtungen in zwei aufeinanderfolgenden Nächten. In der ersten Nacht wird ein Zeitraum von 1.5 Stunden und in der 2. Nacht von nahezu einer Stunde überdeckt. Da keinerlei Emissionsmerkmale vorhanden sind, wurde untersucht, ob die Balmerabsorptionen einer Bahnbewegung folgen. Wir gehen davon aus, daß die Absorptionen des Wasserstoffs und des Heliums (siehe Abschnitt 4.2.5.) aus den tieferen Schichten der Akkretionsscheibe stammen und infolgedessen wie die Emissionslinien im Helligkeitsminimum die Bahnbewegung der Primärkomponente bestimmen. Allerdings ist nicht klar, wie groß der Einfluß der Sekundärkomponente auf die Absorptionen ist; wahrscheinlich wird sie, - wenn überhaupt, lediglich zu einer Störung der Linienpeaks beitragen, aber nicht das gesamte Linienprofil beeinflussen. Insgesamt wurden 4 Balmerlinien verwendet. Für Methode 1: $H\delta$, $H\epsilon$, $H\beta$ und $H\gamma$ und für Methode 2: $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$ und $H\beta$. In Tabelle 17 sind die abgeleiteten Geschwindigkeitswerte nach den beiden Methoden getrennt aufgeführt: In einzelnen Spektren differieren die Geschwindigkeitsmittel um mehr als 200 km/sec.

Auch in diesem Fall ermittelt das Periodensuchprogramm wieder ein ganzes Spektrum gleichwahrscheinlicher Perioden, wobei sich für Methode 1 eine Periode von 11^h50^m und für Methode 2 10^h40^m leicht

Tabelle 17: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova V 442 Cen

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .0 +)	Absorptionslinien		N ^{††}
			M1 [†] (km/sec)	M2 (km/sec)	
365A	27.03.1978	3595 ^d .79479	+ 26	- 219	4
365B	27.03.1978	3595 .79838	+ 13	- 122	4
365E	27.03.1978	3595 .80392	- 30	- 101	4
366E	27.03.1978	3595 .84757	- 10	- 10	4
366F	27.03.1978	3595 .85023	+ 236	+ 112	4
366G	27.03.1978	3595 .85301	+ 170	- 11	4
366H	27.03.1978	3595 .85509	+ 122	+ 13	4
366I	27.03.1978	3595 .85718	+ 149	+ 72	4
371A	28.03.1978	3596 .81719	+ 125	- 60	4
371B	28.03.1978	3596 .82072	+ 102	- 131	4
371C	28.03.1978	3596 .82616	+ 124	+ 57	4
371D	28.03.1978	3596 .82837	- 14	- 120	4
371E	28.03.1978	3596 .83274	+ 27	- 21	4
371F	28.03.1978	3596 .83530	+ 141	- 32	4
371G	28.03.1978	3596 .83810	+ 172	- 52	4
371H	28.03.1978	3596 .84082	+ 194	- 108	4
371I	28.03.1978	3596 .84365	+ 108	- 114	4

[†] M1 und M2 beziehen sich auf Methode 1 und Methode 2.

^{††} N ist die Zahl der stellaren Linien, die zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeitswerte verwendet wurden.

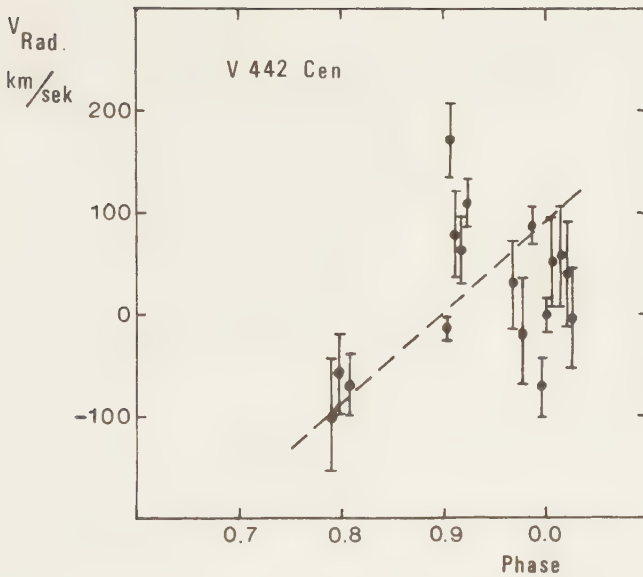


Abbildung 27: Radialgeschwindigkeitsvariationen der Primärkomponente der Zwergnova V 442 Cen

Die Symbole (●) stellen die Geschwindigkeitswerte, bestimmt aus den Absorptionslinien, für die Primärkomponente dar. Die gestrichelte Linie stellt den Trend der Radialgeschwindigkeitsänderungen dar.

hervorheben. Die Radialgeschwindigkeitsänderungen (Abbildung 27) wurden zur Illustration mit einer "Periode" von $11^{\text{h}}15^{\text{m}}$ gezeichnet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet wieder den Trend der Variationen der Geschwindigkeitswerte, der zweifellos vorhanden ist. Um eine bessere Periode angeben zu können, sind noch eine Vielzahl weiterer Messungen unbedingt notwendig.

HP Nor: Die Ausbruchsspektren zeigen keine Emissionslinien, d.h. die Bahnbewegung muß aus den Absorptionslinien der Balmerreihe abgeleitet werden. Von den 9 Spektren aus dem Jahr 1978 konnten 6 ausgewertet werden. Die 3 Spektren vom 28.03.1978 sind überbelichtet. Die Spektren aus dem Jahr 1976 besitzen zu geringe Dispersion (256 Å/mm) und die Balmerlinien sind für Radialgeschwindigkeitsmessungen zu schwach. Für die Methoden 1 und 2 wurden jeweils vier Balmerlinien verwendet, nämlich H β und H ϵ . Tabelle 18 gibt die Geschwindigkeitsdaten. Das Periodensuchprogramm findet für Methode 1 eine Periode von $6^{\text{h}}14^{\text{m}}$ und für Methode 2 eine Periode von $2^{\text{h}}15^{\text{m}}$ als die wahrscheinlichste. In Abbildung 28 sind die gemittelten Geschwindigkeitswerte über der Phase mit einer "Periode" von $4^{\text{h}}14^{\text{m}}$ aufgetragen. Es muß auch hier wieder betont werden, daß die "Periode" außerordentlich unsicher ist. Die Linie deutet den möglichen Variationstrend der Geschwindigkeitswerte an, der auch hier trotz der Fehler vorhanden ist.

AT Ara: Zur Radialgeschwindigkeitsbestimmung konnten 5 Spektren verwendet werden; dabei fallen 3 in eine Nacht und überdecken einen Beobachtungszeitraum von 3 Stunden. Aufgrund der geringen Zahl der Spektren und deren geringen Auflösung (256 Å/mm) können abgeleitete "Perioden" von $5^{\text{h}}08^{\text{m}}$ und $8^{\text{h}}02^{\text{m}}$ (siehe unten) nur als grober Anhaltspunkt für weitere Beobachtungen betrachtet werden. Andererseits ist AT Ara mit 16^{m} im Minimum schon recht lichtschwach für spektroskopische Beobachtungen mit hoher Zeitauflösung. Tabelle 19 gibt die gemessenen Geschwindigkeitsdaten. Es konnten nur die in Emission auftretenden Balmerlinien H β bis H10 gemessen werden. Das Signal-Rauschverhältnis ist in den höheren Balmerlinien für Radialgeschwindigkeitsmessungen zu gering. Methoden 1 und 2 sind in Tabelle 19 dargestellt und zeigen wie stark die gemittelten Geschwindigkeiten der einzelnen Linien für die beiden Methoden voneinander abweichen (bis zu 60 %). Absorptionsmerkmale sind zwar in den Spektren vorhanden (Abschnitt 4.2.3.), aber zur Messung viel zu schwach. Das Periodensuchprogramm stellt zwei verschiedene Perioden dar: Methode 1 ergibt $5^{\text{h}}08^{\text{m}}$ und Methode 2 $8^{\text{h}}02^{\text{m}}$. Aus der Tatsache, daß die rote Komponente in den Minimumsspektren von AT Ara gerade in Er-

Tabelle 18: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova HP Nor

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .0 +)	Absorptionslinien		N ^{††}
			M1 (km/sec)	M2 [†] (km/sec)	
358A	26.03.1978	3594 ^d .86840	- 132	- 250	4
358B	26.03.1978	3594 .87153	- 71	- 43	4
358C	26.03.1978	3594 .87465	+ 125	+ 40	4
367C	27.03.1978	3595 .90556	- 136	- 49	4
367D	27.03.1978	3595 .90926	- 24	- 86	4
367E	27.03.1978	3595 .91238	+ 122	- 140	4

[†] M1 und M2 beziehen sich auf Methode 1 und Methode 2.

^{††} N ist die Zahl der stellaren Linien, die zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeitswerte verwendet wurden.

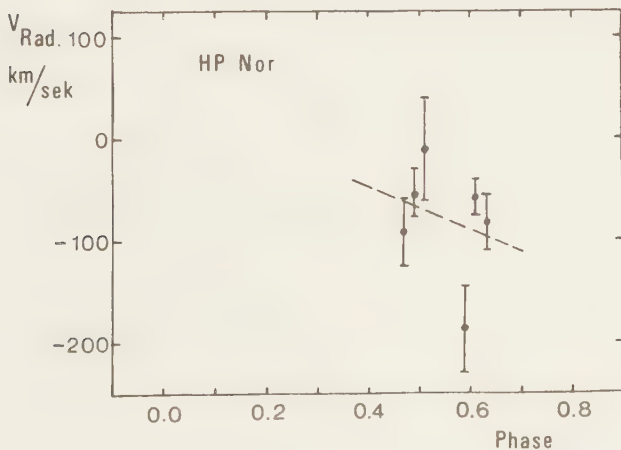


Abbildung 28: Radialgeschwindigkeitsvariationen der Primärkomponente der Zwergnova HP Nor

Die Symbole (●) stellen die Geschwindigkeitswerte, bestimmt aus den Absorptionslinien, für die Primärkomponente dar. Die gestrichelte Linie stellt den Trend der Radialgeschwindigkeitsänderungen dar.

Tabelle 19: Radialgeschwindigkeitswerte der Zwergnova AT Ara

Platte (Nr.)	Datum	Zeitmitte (JD) (244 0000 ^d .O +)	Emissionslinien		N ^{††}
			M1 [†] (km/sec)	M2 (km/sec)	
1427	30.05.1976	2929 ^d .77153	+ 96	+ 37	7
1428	30.05.1976	2929 .83472	+ 169	+ 121	7
1429	30.05.1976	2929 .89931	- 21	- 70	7
1445	01.06.1976	2931 .89826	+ 33	- 14	7
1451	02.06.1976	2932 .87049	+ 49	+ 43	7

[†] M1 und M2 beziehen sich auf Methode 1 und Methode 2

^{††}N ist die Zahl der stellaren Linien, die zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeitswerte verwendet wurden.

scheinung tritt, kann man vielleicht folgern (siehe Tabelle 2), daß die Periode dieses Systems größer als 6^h ist.

4.2.5. Untersuchung der Linienprofile

In diesem Abschnitt werden die Variationen der Linienprofile quantitativ untersucht. Da die Balmerlinien in allen Zwergnovaspektren die stärksten Linien sind, werden hauptsächlich deren Profilvariationen betrachtet. Die Geschwindigkeiten, die sich aus den Emissions- und Absorptionsprofilen der Balmerlinien ableiten lassen, repräsentieren die Bewegungsverhältnisse im System der Akkretionsscheibe und der unterliegenden Primärkomponente. Die Messungen wurden an der Grant - Maschine des MPIA Heidelberg durchgeführt. Tabelle 20 enthält die aus den Linienflügeln abgeleiteten projizierten Geschwindigkeiten ($v_{\text{Flügel}} \sin i$). Dazu wurde die gesamte Linienbreite nahe dem Kontinuumsverlauf als Flügel der Linien angesehen und gemessen. Allerdings ist die Definition der Linienflügel aus mehreren Gründen nicht

immer eindeutig:

- Die Flügel der Emissionslinien werden durch überlagerte Emissionen anderer Linien verbreitert ("blend" - Linien); z.Bsp. kann dieses bei H δ durch HeI (λ 4120 Å) geschehen.
- Absorptionen von FeI vermögen die Emissionen in den Flügeln scheinbar zu verkürzen.
- Der Kontinuumsverlauf kann als Folge des Rauschens nicht in allen Fällen eindeutig festgelegt werden.

Aus der gesamten Breite der Linienflügel wird die projizierte Geschwindigkeit ($v_{\text{Flügel}} \sin i$) als die halbe Breite bestimmt. Absolute Geschwindigkeiten für das jeweilige System lassen sich erst dann angeben, wenn der Bahneigungswinkel i anderweitig, - aus den Lichtkurven oder dem Modell, bekannt ist. In Tabelle 20 sind die projizierten Geschwindigkeiten nach den Linien geordnet für die verschiedenen Zwergnovae mit Angabe des Jahres, aus dem die Spektren stammen, aufgeführt. Die Schwankungen der Geschwindigkeitswerte für die verschiedenen Linien dokumentiert die Schwierigkeit der exakten Ausmessung der Flügel. He kann in BV Cen, V 373 Cen und MU Cen nicht ausgewertet werden, da die CaII(H)-Linie überlagert ist. Die letzte Zeile von Tabelle 20 gibt die Mittelwerte der projizierten Geschwindigkeiten über die Balmerlinien an, wobei angenommen wird, daß alle Linien der Serie in denselben Schichten entstehen. Die hohen Geschwindigkeiten weisen darauf hin, daß wir die Balmeremissionen aus den tiefsten Schichten der Scheibe in der Nähe der Primärkomponente beobachten. Walker und Chincarini (1968) haben in Spektren von SS Cyg Flügelbreiten einzelner Wasserstofflinien gefunden, die auf Geschwindigkeiten bis zu 3000 km/sec hindeuten. Qualitativ interpretieren lassen sich die Geschwindigkeiten durch eine differentielle Rotation der einzelnen Schichten der Akkretions-scheibe (Abschnitt 5.).

Tabelle 21 enthält die Ergebnisse für die projizierten Geschwindigkeiten der gedoppelten Balmerlinien ($v_{\text{Separation}} \sin i$). Sie ergeben sich aus dem halben Wert des Abstandes der beiden Peaks. Theoretische Rechnungen (Huang, 1972) haben gezeigt, daß die in rotie-

Tabelle 20: Projizierte Geschwindigkeiten der Wasserstofflinienflüge!

	BV Cen (1975) ¹	AT Ara (1976)	V436 Cen (1978)	V373 Cen (1978)	V442 Cen (1978)	EX Hya (1978)	HP Nor (1976) (1978)	MJ Cen (1976) (1978)	BV Pup (1974)
H β	1897 ²	1977	2596	1948	1872	2702	3052 1972	2354 1903	2049
H γ	2198	2287	2765	2497	1936	2653	2408 2326	2352 2090	1782
H δ	2048	2587	2558	2642	1868	2054	2414 2157	2518 2104	2401
He	-----	1708	2459	-----	1804	2056	2661 2238	-----	2210
	2048 ³ +151	2140 +381	2595 +127	2362 +366	1870 + 54	2367 +361	2634+303 2166+153	2408+95 2032+112	2111 +262

¹ Jahresangabe für die Spektren

² Projizierte Geschwindigkeit in km/sec

³ Mittel der projizierten Geschwindigkeiten in km/sec

Tabelle 21: Projizierte Geschwindigkeiten der Peakseparationen der Wasserstofflinien

	BV Cen (1975) ¹	V436 Cen (1978)	V373 Cen (1978)	V442 Cen (1978)	EX Hya (1978)	HP Nor (1978)	MJ Cen (1978)
H β	316 ²	551	416	594	486	---	554
H γ	285	516	---	599	543	828	497
H δ	342	717	705	634	641	823	704
H ϵ	308	742	---	656	596	801	---
	313 ³ ± 24	632 ± 115	561 ± 204	621 ± 29	567 ± 67	817 ± 14	585 ± 107

¹ Jahresangabe für die Spektren

² Projizierte Geschwindigkeit in km/sec

³ Mittel der projizierten Geschwindigkeiten in km/sec

renden Gasscheiben gebildeten Emissionslinien - und Absorptionslinienprofile eine Doppelstruktur zeigen und daß den Positionen dieser Peaks die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten der äußeren Schichten der Scheibe entsprechen. Die Abstände der Peaks voneinander sind konstant, d.h. sie ändern sich gemeinsam mit der Bahnbewegung des Systems. Linienverdopplung sollte in Systemen mit einem Bahnneigungswinkel $> 55^\circ$ vorhanden sein; d.h. die Scheibe wird für den Beobachter zunehmend vom Rand her 'sichtbar'. Weitere Ergebnisse, die sich aus der Interpretation der Liniendopplung ergeben, werden im Zusammenhang mit der Bestimmung der Zustandsgrößen im Abschnitt 4.2.6. gegeben.

In AT Ara und BV Pup wird keine Linienaufspaltung beobachtet. Nach den oben gemachten Ausführungen sollten deshalb die Bahnneigungswin-

Tabelle 22: Projizierte Geschwindigkeiten der Halbwertsbreiten der FeI - Absorptionslinien

	BY Cen (1975) ¹	V373 Cen (1978)	MU Cen (1978)
FeI (λ 4272 Å)	181 ²	205	151
FeI (λ 4384 Å)	153	246	213
FeI (λ 4405 Å)	208	220	247
	181 ³ ±28	224 ±21	204 ±49

¹ Jahresangabe für die Spektren

² Projizierte Geschwindigkeit in km/sec

³ Mittel der projizierten Geschwindigkeiten in km/sec

kel beider Systeme unter 50^0 liegen. Von HP Nor und MU Cen ist nur in den Spektren aus dem Jahr 1978 die Linienverdopplung erkennbar, da die Spektren aus dem Jahr 1976 eine zu geringe Auflösung besitzen. V 373 Cen zeigt nicht in allen Linien die Dopplung, weil die Linien stark verrauscht sind. Die letzte Reihe von Tabelle 21 gibt die Mittelwerte für die abgeleiteten Geschwindigkeiten für die Wasserstofflinien an.

Tabelle 22 enthält die projizierten Geschwindigkeiten der Halbwertsbreiten ($v_{HB} \sin i$) von 3 prominenten FeI-Linien ($\lambda\lambda$ 4272 Å, 4384 Å und 4405 Å). Diese Linien werden mit als Indiz dafür gewertet, daß die Sekundärkomponente im Spektrum sichtbar ist. Gleichung (6) (Abschnitt 4.1.7.) stellt die Beziehung zwischen dem Radius der späten Komponente (R_2) und der Bahnperiode (P) her, $R_2/R_\odot = 3.20 \cdot 10^{-5} P$.

Die Äquatorgeschwindigkeit der Sekundärkomponente ist

$v_{\text{Äqu.}} = 2 \pi R_{2/p}$. Nimmt man an, daß der späte Begleiter synchron mit der Bahnbewegung rotiert (siehe Abschnitt 4.1.7.), ergibt sich die Äquatorgeschwindigkeit des Begleiters unabhängig von der Periode:

$$v_{\text{Äqu.}} = 2 \pi 3.20 \cdot 10^{-5} R_{\odot}.$$

Mit dem Wert für $R_{\odot} = 7 \cdot 10^5$ km ergibt sich für die Äquatorgeschwindigkeit der Sekundärkomponente: $v_{\text{Äqu.}} = 140$ km/sec. Die Halbwertsbreiten der FeI-Linien müssen nun in etwa diese Geschwindigkeiten widerspiegeln. In den Spektren der drei Zwergnovae BV Cen, V 373 Cen und MU Cen konnten die FeI-Linien (Tabelle 22) sicher identifiziert werden. Die mittleren Geschwindigkeiten ergeben sich aus den Halbwertsbreiten zu 181 km/sec, 224 km/sec bzw. 204 km/sec; sie weichen von der errechneten Äquatorgeschwindigkeit also um rund 30 % ab. Zieht man die Unsicherheiten bei der Ausmessung infolge des Plattenrauschens mit in Betracht, die einen Fehler von 10 % bis 15 % ausmachen, ist die Übereinstimmung der beiden Geschwindigkeiten akzeptabel. Man kann also sagen, daß die FeI-Linien von der Sekundärkomponente stammen und ihr Erscheinen im Spektrum als ein Maß für die relative Stärke des Begleiters anzusehen ist.

Im folgenden werden für die Zwergnovasysteme die Variationen der Balmerprofile im Zusammenhang mit den im Abschnitt 4.2.4. abgeleiteten Radialgeschwindigkeitskurven untersucht. Dazu werden die Systeme gesondert betrachtet.

BV Cen: Die Wasserstofflinien zeigen systematische Änderungen mit der Bahnphase (Abbildung 29). Die überlagerten beiden Peaks ändern sich in der Weise, daß zwischen den Phasen $0.51 \leq \phi \leq 0.72$ die rote und zwischen den Phasen $0.75 \leq \phi \leq 0.08$ die blaue Komponente stärker in Erscheinung tritt. Dieses Verhalten zeigen ebenso H β , H ϵ , H8 und H9. Die Variation der Peaks mit der Periode ähnelt einer S - Welle, wie sie z.Bsp. auch in U Gem (Smak, 1971b, 1976) beobachtet

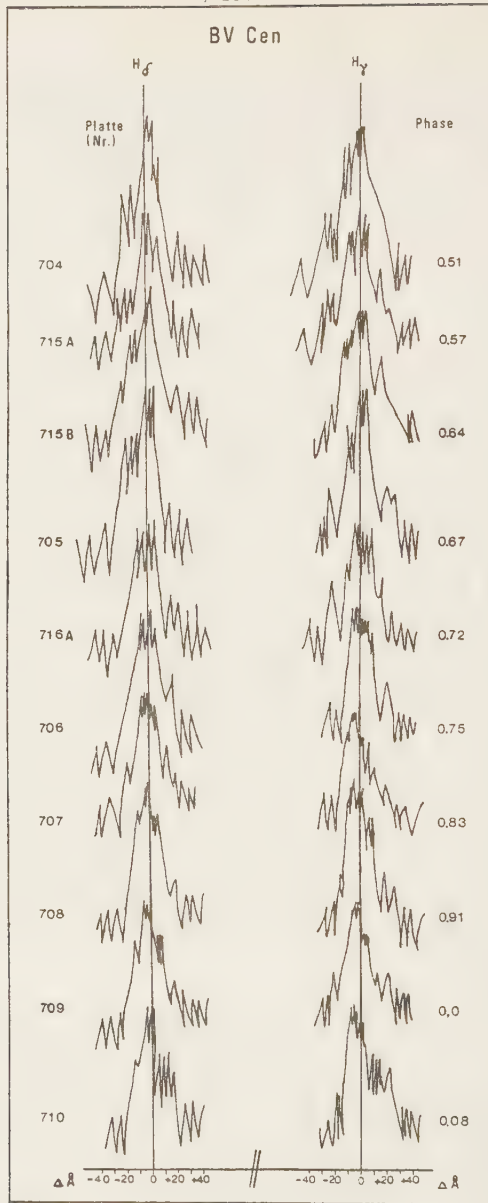


Abbildung 29: Variationen der Linienprofile der Wasserstoffemissionen H_{δ} und H_{γ} mit der Bahnphase von der Zwergnova BV Cen (Die Linienstärken sind auf gleiche Kontinuumshöhe bezogen).

wurde und durch die während eines Umlaufs für den Beobachter periodisch sichtbar werdenden H-Emissionen des heißen Flecks oder des Gasstroms erklärt werden. Ob diese Erklärung auch hier zutrifft, ist jedoch zweifelhaft, da durch den Einfluß der Sekundärkomponente den Wasserstofflinien überlagerte Absorptionen entstehen können und die Dopplung der Linien damit nicht auf die Rotation der Scheibe zurückzuführen ist. Für diese Interpretation spricht auch die in Tabelle 21 für BV Cen abgeleitete projizierte Geschwindigkeit der Doppelpeaks. Der Mittelwert für BV Cen von 313 km/sec ist nur halb so groß wie die Mittelwerte der anderen Zwergnovae, bei denen sich die charakteristischen Geschwindigkeiten für die Rotation der äußeren Schichten der Scheibe im Bereich von 600 km/sec bis 800 km/sec bewegen. Die Änderung der Stärke der überlagerten Peaks ist auf Bedeckungseffekte zurückzuführen: Im Phasenbereich $0.5 \leq \phi \leq 0.7$ bewegt sich die Akkretionsscheibe vom Beobachter weg (entsprechend der Radialgeschwindigkeitskurve in Abbildung 23), die Sekundärkomponente kommt auf den Beobachter zu und beginnt den auf den Beobachter zu rotierenden Rand der Akkretionsscheibe zu bedecken; allein sichtbar bleibt der Teil der Scheibe, der von uns weg rotiert, d.h. der rotverschobene Peak der Emissionen dominiert. Im Phasenbereich $0.75 \leq \phi \leq 0.8$ kehren sich die Bewegungsverhältnisse um: Jetzt bewegt sich die gesamte Scheibe auf den Beobachter zu und der Begleiter von ihm fort. Dabei wird der von dem Beobachter weg rotierende Rand der Gassscheibe bedeckt; sichtbar bleibt die blauverschobene Komponente in den Balmerlinien. Zur Abbildung 21 ist noch zu bemerken, daß der blaue Teil der H γ -Linie durch FeI-Linien (G-Band um $4300 \text{ \AA}$) gestört ist. Die HeI-Linien erscheinen zu schwach, als daß sich ähnliche Änderungen feststellen ließen.

Obwohl bei der CaII(K)-Linie keine Dopplung erkennbar ist, ändert sich ihr Erscheinungsbild während des beobachteten Phasenbereichs: Im Bereich $0.6 \leq \phi \leq 0.8$ ist sie im Spektrum kaum über dem Kontinuum erkennbar, während sie sich in den übrigen Bereichen deutlich als Emission abhebt. Im Phasenbereich $0.6 \leq \phi \leq 0.8$ bedeckt die Sekundärkomponente die Scheibe; es ist eine partielle Bedeckung, weil der Durchmesser der Scheibe größer ist als diese Komponente. Doch

der Anteil der CaII(K)-Emission von der Scheibe geht merklich zurück und wird etwa gleich stark wie die Absorptionslinienstärke des roten Begleiters; d.h. die Emission und Absorption heben sich in etwa auf.

V 436 Cen: Die Liniendopplung ist in allen Wasserstofflinien deutlich zu sehen (Abbildung 30). Wie in BV Cen ist auch hier eine Variation der einzelnen Peaks mit der Bahnperiode vorhanden: Im Phasenbereich $0.7 \leq \phi \leq 0.1$ dominiert der rote Peak, im übrigen Bereich $0.1 \leq \phi \leq 0.7$ überwiegt der kurzwellige Peak. Die Änderung hat die Form einer S-Welle für die der heiße Fleck oder der Gasstrom verantwortlich zu sein scheint: Die Radialgeschwindigkeitskurve (Abbildung 24) macht deutlich, daß sich im erstgenannten Phasenbereich die Scheibe auf den Beobachter zu bewegt, wobei der heiße Fleck auf der Seite der Akkretionsscheibe ausgebildet ist, die vom Beobachter wegrotiert. Im Phasenbereich $\phi \sim 0.0$ hat die Radialgeschwindigkeit den Wert 0 km/sec und die Scheibe steht für den Beobachter vor dem Begleiter; der heiße Fleck ist eben noch sichtbar. Die Bewegungsverhältnisse beginnen sich jetzt umzukehren: Der heiße Fleck wird an der Seite der Akkretionsscheibe sichtbar, die auf uns zu rotiert und die blaue Komponente wird stärker. Im Phasenbereich $\phi \sim 0.5$ steht der Begleiter vor der Scheibe und der Fleck wird bedeckt; keine der beiden Peaks dominiert. Die in Tabelle 21 angegebenen projizierten Geschwindigkeiten der Doppelpeaks sind in der gleichen Größenordnung (genauer Wert: 632 km/sec) wie diejenigen in den äußeren Schichten der Scheibe (siehe Abschnitt 5.) und unterstützen somit die Interpretation, daß die Aufspaltung der Wasserstofflinien aus der Rotation der äußeren Scheibenschichten resultiert.

Die FeII-Linien liefern eine projizierte Geschwindigkeit von 560 km/sec . Diese Emissionen stammen aus den äußeren Teilen der Scheibe, wo auch der heiße Fleck gebildet wird.

V 373 Cen: Die Balmeremissionen sind stark durch überlagerte Absorptionen gestört. Eine Variation der Emissionen ist anhand der 4 Spek-

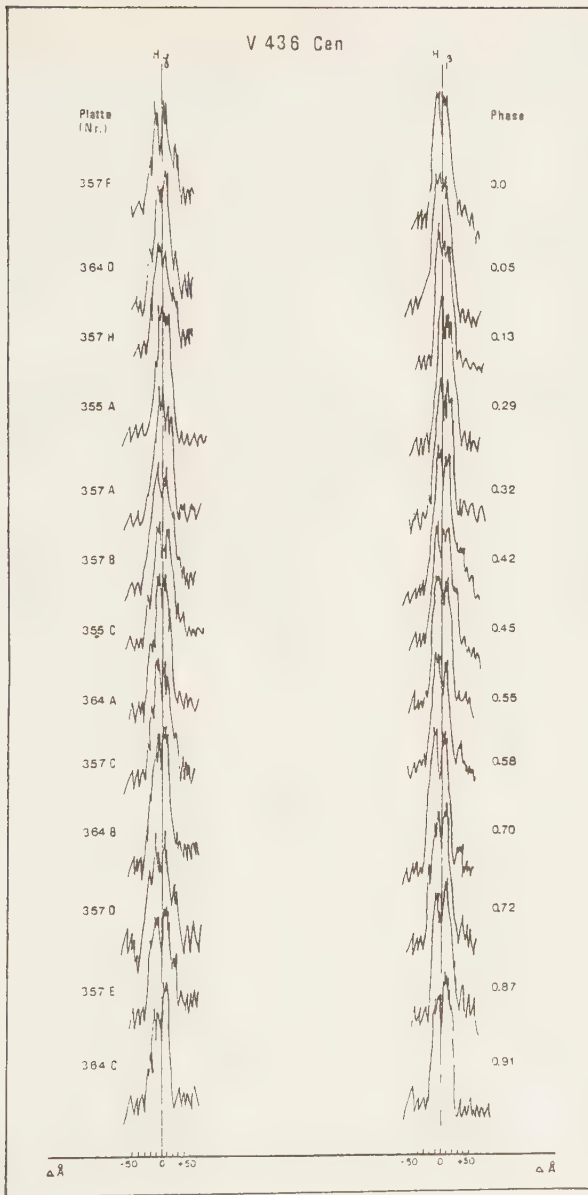


Abbildung 30: Variationen der Linienprofile der Wasserstoffemissionen $H\gamma$ und $H\beta$ mit der Bahnphase von der Zwergnova V 436 Cen (Die Linienstärken sind auf gleiche Kontinuumshöhe bezogen).

tren nicht festlegbar. Auch ist nicht eindeutig zu entscheiden, ob eine Liniendopplung, die in zwei Linien angedeutet ist, auf die Scheibenrotation zurückzuführen ist oder durch die den Wasserstoffemissionen überlagerten FeI-Absorptionen entsteht. Die Ergebnisse aus Tabelle 21 sind nicht eindeutig. Für H β ist die Geschwindigkeit zu klein, andererseits liegt die projizierte Geschwindigkeit für H δ mit 705 km/sec in der Größenordnung der Geschwindigkeit der äußeren Teile der Scheibe. Eine eindeutige Zuordnung ist jedoch nicht möglich.

Eine Untersuchung der Halbwertsbreiten der CaII(K)-Linie ergibt projizierte Geschwindigkeiten ~ 500 km/sec. Nach Tabelle 22 ist die projizierte Geschwindigkeit für die FeI-Linien halb so groß. Die CaII(K)-Absorptionen können also nicht ausschließlich von der Sekundärkomponente stammen, sondern auch die Akkretionsscheibe trägt mit zu ihrer Bildung bei. Der Einfluß der CaII - Absorptionen ist relativ groß, zumal die He-Emission teilweise oder ganz verdeckt wird. Die Spektren aus dem Jahr 1976 sind während eines Ausbruchs aufgenommen worden und zeigen nur ganz schwache Absorptionsmerkmale. Variationen lassen sich nicht feststellen.

V 442 Cen: Die Wasserstoffabsorptionen zeigen Doppelstruktur und eine Variation der beiden Peaks mit der Bahnbewegung. Da die Einzelbeobachtungen zeitlich sehr dicht aufeinander folgen, kristallisieren sich drei Phasenbereiche heraus (die Radialgeschwindigkeitsänderungen sind in Abbildung 27 mit einer "Periode" von 11^h15^m dargestellt): Bei $\phi \sim 0.8$ ist die rote Komponente stärker, bei $\phi \sim 0.92$ sind die blauen und roten Komponenten gleich stark und bei $\phi \sim 0.0$ wird die blaue stärker. Sichtbar ist diese Variation in H β bis H δ . Tabelle 21 zeigt, daß die Peaktrennung mit dem Bewegungsablauf in den äußeren Teilen der Scheibe korreliert ist. Aufgrund der unsicheren Periode kann wenig über die Stellung der beiden Komponenten zum Beobachter ausgesagt werden. Es ist jedoch anzunehmen, daß die Peakvariationen in der Akkretionsscheibe entstehen. Aus der Halbwertsbreite der CaII(K)-Linie ergibt sich eine projizierte Geschwindigkeit von

465 km/sec, die mehr als doppelt so groß ist wie die Äquatorgeschwindigkeit der Sekundärkomponente und darauf hindeutet, daß CaII in den äußeren Teilen der Scheibe konzentriert ist. Eine Dopplung der CaII-Linien ist nur in einigen Spektren erkennbar.

HP Nor: Die Spektren aus dem Jahr 1976 zeigen nur ganz schwache Absorptionsmerkmale und keine Änderung in den Wasserstofflinien. In den Spektren aus dem Jahr 1978 scheint, obwohl die Linien flach und verwaschen sind, eine Liniendopplung vorhanden zu sein. Nach Tabelle 21 liegen die für die Peakseparationen abgeleiteten Geschwindigkeiten in der Größenordnung der Geschwindigkeit für die äußeren Schichten der Scheibe. Die aus der Halbwertsbreite der CaII(K)-Komponente errechnete projizierte Geschwindigkeit beträgt 435 km/sec. Dieser Wert ist doppelt so groß wie die theoretische Äquatorgeschwindigkeit der Sekundärkomponente, andererseits liegt er aber um 200 km/sec unter der typischen Geschwindigkeit des Außenrandes der Scheibe. In V 442 Cen wurde mit 465 km/sec ein ganz ähnlicher Wert gefunden. Beide Sterne befinden sich im Ausbruchsstadium. Vergrößert sich die effektive Größe der strahlenden Fläche der Akkretionsscheibe beim Anstieg ins Maximum, dann rotieren auch die äußeren Schichten der Scheibe, in denen die CaII-Linien entstehen, mit geringerer Geschwindigkeit.

MU Cen: Die im Jahre 1976 aufgenommenen Spektren zeigen keine, die Spektren aus dem Jahr 1978 dagegen eine deutliche Dopplung und Variation der Balmerlinien: In allen vier Spektren ist die rote Komponente stärker als die blaue. Eine Zuordnung zur Bahnbewegung der beiden Komponenten ist jedoch nicht möglich. Die aus der Trennung der beiden Peaks abgeleitete Geschwindigkeit ist wieder typisch für den äußeren Rand der Scheibe. Aus der Halbwertsbreite der CaII(K)-Absorption ergibt sich eine Projektionsgeschwindigkeit von 668 km/sec, die ebenfalls für die Geschwindigkeit des Randes der Gasscheibe im Minimumzustand charakteristisch ist.

AT Ara: Die Tatsache, daß in den vorliegenden Spektren keine Linienaufspaltung beobachtet wird, kann möglicherweise durch die geringe

Dispersion von $256 \text{ \AA/mm}$ erklärt werden, die jegliche Auflösung von Feinstrukturen verhindert. Auch die anderen Zwergnovaspektren mit dieser Dispersion erlauben keine Aussage über die Linienverdopplung.

In BV Pup ist der Einfluß einer späten Komponente oder Linieraufspaltung nicht zu erkennen. Aussagen über eine Variation der Balmerlinien lassen sich mit den wenigen vorhandenen Spektren nicht machen. EX Hya zeigt deutlich die Linienverdopplung: In den Balmerlinien $H\delta$ und $H\epsilon$ dominiert die blaue Komponente. Vogt et al. (1979) hat eine Änderung der Peakstärke mit dem Bahnumlauf beobachtet.

4.2.6. Ableitung der Bahnelemente

Mit den aus dem spektroskopischen Material gewonnenen Ergebnissen (Abschnitte 4.2.4. und 4.2.5.) und mit dem in 4.1.7. diskutierten Zwergnovamodell lassen sich die Bahnelemente für die Zwergnovae BV Cen und V 436 Cen ableiten. Für diese Systeme konnten vollständige Radialgeschwindigkeitskurven bestimmt werden, aus denen Geschwindigkeitsamplitude(n) und Periode abgeleitet werden können.

BV Cen: In Abschnitt 4.2.4. wurden die folgenden spektroskopischen Daten bestimmt:

$$P = 0^d.6375 \quad , \quad K_{Em} = 118 \text{ km/sec} \quad , \quad K_{Abs} = 109 \text{ km/sec}.$$

Daraus ergibt sich das Massenverhältnis q zu:

$$q = \frac{K_{Em}}{K_{Abs}} = \frac{M_2}{M_1} = 1.08 \pm 0.08 \quad (18)$$

Der Fehler in q wird durch die beiden Fehler der Geschwindigkeitsamplituden bestimmt.

Mit Hilfe des 3. Keplerschen Gesetzes (1) ergibt sich:

$$\frac{a}{M_1 + M_2} = 5.1 \text{ cm}^3/\text{g} \quad (\text{a})$$

und mit (2)

$$\frac{R_2}{a} = 0.39 \pm 0.01 \quad (\text{b})$$

Unter der Annahme kreisförmiger Bahnen der beiden Komponenten ($e = 0$) ergibt sich der projizierte Abstand nach (15) zu:

$$a \sin i = (2.0 \pm 0.1) 10^{11} \text{ cm} \quad (\text{c})$$

Den Radius der Sekundärkomponente R_2 erhält man aus (6):

$$R_2 = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}$$

mit $R_\odot = 6.96 \cdot 10^{10} \text{ cm}$.

In (b) eingesetzt ergibt sich:

$$a = (3.2 \pm 0.2) 10^{11} \text{ cm}$$

und aus (c) für den Bahnneigungswinkel i :

$$i = 39^\circ \pm 3^\circ$$

Aus Beziehung (a) und dem Massenverhältnis q :

$$a^3 = 5.1 (M_1 + q M_1) = M_1 \cdot 5.1 (1 + q) \text{ cm}^3,$$

bzw.

$$\begin{aligned} M_1 &= (1.5 \pm 0.2) M_\odot \\ M_2 &= (1.6 \pm 0.2) M_\odot \end{aligned} \quad (\text{A})$$

Der Bahnneigungswinkel i läßt sich noch mit Hilfe einer anderen Überlegung abschätzen. In den Lichtkurven von BV Cen treten keine

periodischen Bedeckungen auf, wohl aber Lichtbuckel. Eine obere Grenze für den Bahnneigungswinkel i ergibt sich dann aus:

$$\sec i \approx \frac{a - R_{\text{Scheibe}}}{R_2} \quad (19)$$

Eine Gleichung zwischen R_{Scheibe} und a stellt Beziehung (14) her:

$$\frac{R_{\text{Scheibe}}}{a} = (0.12 \pm 0.02) \quad (d)$$

aus (b), (d) und (19) ergibt sich dann:

$$\sec i \approx \frac{a - 0.12 a}{0.39 a},$$

$$\text{d.h.} \quad i \approx 64^\circ \pm 5^\circ.$$

Und daraus ergeben sich untere Grenzen für a aus (c) und die beiden Massen aus (a):

$$a \geq (2.2 \pm 0.2) 10^{11} \text{ cm}$$

$$\begin{aligned} \text{und} \quad M_1 &\geq (0.5 \pm 0.1) M_\odot \\ M_2 &\geq (0.6 \pm 0.1) M_\odot \end{aligned} \quad (B)$$

Die abgeleiteten Massen M_1 und M_2 nach (A), $\sim 1.5 M_\odot$ und $1.6 M_\odot$, stellen sicher eine Überschätzung der tatsächlichen Verhältnisse dar: Die Masse M_1 ist groß, liegt aber innerhalb der Fehlergrenzen unterhalb der Chandrasekhar-Grenze für die Massen von weißen Zwergen ($1.44 M_\odot$). M_2 entspricht einem Hauptreihenstern mit Spektraltyp F2, während die Beobachtungen einen Spektraltyp von G4 - G6 (Abschnitt 4.2.3.) ergeben. Aus Beobachtungen und dem Modell (Teil 4.1.7.) geht hervor, daß für Perioden größer als 10^h die Radien der Hauptreihensterne kleiner als die Roche-Flächen sind. Demzufolge muß das System BV Cen eine bereits entwickelte Sekundärkomponente enthalten und die Anwendung des Modells ist fraglich. Die tatsächlichen Massen für dieses System liegen zwischen beiden Ab-

schätzungen (A) und (B). Die gleichen Überlegungen gelten auch für die abgeleiteten Bahnneigungswinkel i von 64° und 39° . Zumal in den Lichtkurven Lichtbuckel sichtbar sind, sollte i größer als 39° sein; andererseits läßt ein i von 64° auf Bedeckungen schließen, die nicht beobachtet werden.

Die Zustandsgrößen für die Zwergnova BV Cen sind in Tabelle 23 zusammengestellt: Massen M_1 und M_2 der Primär- und Sekundärkomponente, Bahnneigungswinkel i , Radius der Sekundärkomponente R_2 und der Scheibe R_{Sch} , sowie der Abstand a zwischen beiden Massenzentren.

Mit den Schranken für die Bahnneigungswinkel ergeben sich für das System BV Cen die tatsächliche Geschwindigkeit für die inneren Schichten der Akkretionsscheibe (Linienflügel), siehe Tabelle 20 zu:

$$2280 \text{ km/sec} \leq v_{\text{Flügel}} \leq 3250 \text{ km/sec} .$$

V 436 Cen: Aus den Radialgeschwindigkeitswerten ergeben sich die spektroskopische Periode $P = 0^d.06257$ und $K_{Em} = 174 \text{ km/sec}$.

Die $P - M_2$ Beziehung (5) liefert für die Masse des Begleiters $M_2 = 0.18 M_\odot$. Daraus erhält man mit (3): $R_2 = 0.17 R_\odot$. Aus (1) und (2) ergibt sich: $q = 1.18$ und damit $M_1 = 0.15 M_\odot$.

Da die Wasserstofflinien eine Aufspaltung zeigen, läßt sich q auch direkt aus den Spektren ableiten. Beziehung (15) verknüpft K_{Em} , das Produkt $v_{Sch} \sin i$ und das Massenverhältnis q . Mit dem Mittelwert aus den Geschwindigkeiten der Peakseparationen der Wasserstofflinien von $(632 \pm 115) \text{ km/sec}$ (Tabelle 21) ergibt sich:
 $q = 1.2 \pm 0.1$.

Die Übereinstimmung zwischen beiden abgeleiteten Massenverhältnissen ist überraschend gut.

Gleichung (16) ergibt für den Bahnneigungswinkel $i = 59^\circ \pm 4^\circ$.

Der Abstand zwischen beiden Komponenten a ergibt sich aus (14) und (2) im Mittel zu: $a = (3.1 \pm 0.2) 10^{10}$ cm. Schließlich erhält man den Radius der Akkretionsscheibe mit (13): $R_{\text{Sch}} = (3.7 \pm 0.2) 10^9$ cm.

Alle abgeleiteten Bahnelemente für V 436 Cen sind in Tabelle 24 zusammengefaßt.

Mit dem Bahnneigungswinkel i ergibt sich für die Geschwindigkeit der äußeren Scheibenschichten:

$$v_{\text{Peak}} = v_{\text{Scheibe}} = (737 \pm 28) \text{ km/sec}.$$

Der Mittelwert aus den projizierten Geschwindigkeiten für die Linienflügel ist nach Tabelle 20: $(2595 \pm 127) \text{ km/sec}$. Mit dem Bahnneigungswinkel ergibt sich die tatsächliche Geschwindigkeit aus den Linienflügeln für V 436 Cen:

$$v_{\text{Flügel}} = (3027 \pm 115) \text{ km/sec}.$$

Die gute Übereinstimmung der Massenverhältnisse hat gezeigt, daß sich Modellvorstellung und Beobachtungen recht gut miteinander verknüpfen lassen. Die Peakseparation in den Emissionslinien spiegelt die Bewegung der äußeren Teile der Akkretionsscheibe wider. Wesentlich unsicherer sind die Ergebnisse für die Massen, die durch die große Radialgeschwindigkeitsvariation und die kurze Periode bedingt werden. Bei der abgeleiteten Masse der Sekundärkomponente von $0.18 M_{\odot}$ handelt es sich nicht um einen G oder K Stern. Der abgeleitete Bahnneigungswinkel von 59° liegt im Bereich, in dem man die Aufspaltung der Emissionslinien beobachtet. Andererseits konnte trotz intensiver Bemühungen keine Bedeckungen oder ein Lichtbuckel in den Lichtkurven gefunden werden (Bailey, 1979). Dieser Umstand spricht mehr dafür, daß der Bahnneigungswinkel des Systems wesentlich kleiner als 59° ist. Das würde dann allerdings bedeuten, daß das Auftreten der Linienaufspaltung als Absorptionseffekt gesehen werden muß, der sich in den inneren optisch dicken Schichten der Akkretionsscheibe abspielt und unabhängig von der jeweiligen Bahnneigung des Systems ist. In

Tabelle 23: Systemparameter der Zwergnova BV Cen

$$\begin{aligned}
 P &= 15^{\text{h}}18^{\text{m}} \\
 3.2 R_{\odot} &\lesssim a \lesssim 4.6 R_{\odot} \\
 39^{\circ} &\lesssim i \lesssim 64^{\circ} \\
 0.5 M_{\odot} &\lesssim M_1 \lesssim 1.5 M_{\odot} \\
 0.6 M_{\odot} &\lesssim M_2 \lesssim 1.6 M_{\odot} \\
 1.2 R_{\odot} &\lesssim R_2 \lesssim 2.6 R_{\odot} \\
 0.1 R_{\odot} &\lesssim R_{\text{Sch}} \lesssim 0.3 R_{\odot}
 \end{aligned}$$

Tabelle 24: Systemparameter der Zwergnova V 436 Cen

$$\begin{aligned}
 P &= 1^{\text{h}}30^{\text{m}} \\
 a &= 0.4 R_{\odot} \\
 i &= 59^{\circ} \pm 4^{\circ} \\
 M_1 &= 0.15 M_{\odot} \\
 M_2 &= 0.18 M_{\odot} \\
 R_2 &= 0.17 R_{\odot} \\
 R_{\text{Sch}} &= 0.05 R_{\odot}
 \end{aligned}$$

jedem Fall stellt V 436 Cen eine Abweichung von der allgemein angeführten Interpretation dar: Die Liniendopplung ist nicht gleichbedeutend mit Bedeckungen oder Lichtbuckel in den Lichtkurven.

4.3. UV - Beobachtungen

Im Satelliten UV - Bereich sind bislang nur eine kleine Zahl von spektroskopischen Beobachtungen an Zwergnovae und Novae durchgeführt worden: z.Bsp. SS Cyg (Heap et al., 1978); BV Cen, EX Hya und VW Hyi (Bath et al., 1980); WZ Sge (Friedjung und Rocca, 1979); V 603 Aql (Rahe et al., 1980); HR Del (Hutchings, 1980) und Nova Cyg 1978 (Friedjung und Rocca, 1979).

In dieser Arbeit werden die Zwergnova RU Peg, die Novae V 603 Aql, HR Del und RR Pic, die rekurrende Nova T CrB und der novaähnliche Veränderliche TT Ari untersucht, die im Juli 1979 in einem gemeinsamen Programm der Astronomischen Institute Bamberg, Heidelberg und Bonn mit dem IUE-Satelliten im ultravioletten Spektralbereich beobachtet wurden (Dürbeck et al., 1980). Einige dieser Objekte (wie z.Bsp. TT Ari) wurden von uns erstmalig im UV - Bereich beobachtet.

Die Novae V 603 Aql, HR Del und RR Pic und der novaähnliche Veränderliche TT Ari bilden zusammen eine Gruppe mit ähnlichen Eigenschaften: Die Bahnperioden liegen im Bereich $3^h 18^m$ (TT Ari) und $4^h 06^m$ (HR Del) (Tabelle 2) und die Radialgeschwindigkeitskomponenten K_1 zwischen 38 km/sec (V 603 Aql) und 120 km/sec (RR Pic). TT Ari, HR Del und RR Pic zeigen in ihren Lichtkurven im visuellen Bereich periodische Lichtbuckel. Die alte Nova RR Pic besitzt sowohl den größten K_1 -Wert der 4 Systeme wie auch die größte photometrische Amplitude. Die unterschiedlichen K_1 -Werte deuten hauptsächlich auf unterschiedliche Bahnneigungen hin. Da keine Bedeckungen beobachtet werden, sollten diese Systeme mittlere Bahnneigungswinkel zwischen 40° und 60° besitzen. Demzufolge müßte V 603 Aql mit dem kleinsten K_1 -Wert auch die geringste Bahnneigung besitzen. Kürzlich haben jedoch Rahe et al. (1980) von V 603 Aql eine Lichtkurve aufgenommen, die ein breites Maximum und eine schwache Einsenkung entsprechend der spektroskopisch abgeleiteten Periode zeigt. Aufgrund dieser Beobachtungen aber sollte der Bahn-

neigungswinkel größer sein als bislang nach dem Wert $K_1 = 38 \text{ km/sec}$ (Kraft, 1964a) angenommen wurde. Zur Klärung der Situation sind noch eine Reihe weiterer Beobachtungen an V 603 Aql erforderlich.

Die beiden verbliebenen eruptiven Veränderlichen RU Peg und T CrB lassen sich nicht in diese Gruppe einordnen. Die am Nordhimmel stehende Zwergnova RU Peg gehört zu den U Gem - Sternen. Mit einer Helligkeit von $11^m.8$ im Minimum und 9^m im Maximum zählt sie zu den hellsten Zwergnovae überhaupt. Die mittlere Zykluslänge beträgt 66 Tage. Im Spektrum von RU Peg erscheint die Sekundärkomponente mit einem Spektraltyp G8 III-Vn, wobei die Leuchtkraftklasse des Begleiters im Verlauf der Bahnperiode von 8^h54^m variiert (Kraft, 1962). Das Spektrum der Akkretionsscheibe läßt auf den Spektraltyp sdBe schließen. Patterson et al. (1977) haben im Helligkeitsmaximum die in kataklysmischen Systemen bislang kürzestenperiodischen Oszillationen von 11 sec entdeckt. Präsent ist auch eine zweite Periodizität mit einer Dauer von 50 sec, die sich durch Dichteschwankungen in der Akkretionsscheibe erklären läßt.

T CrB ist unter den gewählten eruptiven Systemen in mehrfacher Hinsicht ein 'Außenseiter': Mit einer Bahnperiode von $227^d.6$ Tagen besitzt er die längste Periode solcher Systeme, außerdem ist er der einzige bisher bekannte kataklysmische Veränderliche, der als Sekundärkomponente einen normalen Riesen mit dem Typ M3 III besitzt (Sanford, 1949; Kraft 1958). Die Radialgeschwindigkeitsamplitude für den Riesenstern beträgt lediglich 21 km/sec ; d.h. die Bahnneigung des Systems sollte merklich kleiner als 40° sein. Schließlich ist T CrB mit einer Minimumhelligkeit von 10^m die hellste der rekurrenden Novae.

4.3.1. Reduktion der Spektren

Die Instrumentierung des IUE - Satelliten ist ausführlich bei Boggess et al. (1978) beschrieben. Das Empfängersystem des Satelliten besteht im Prinzip aus einem Konverter und einer SEC (Secondary Electron

Conduction Television Camera) - Kamera. Der Konverter dient dazu, die UV-Information in den sichtbaren Spektralbereich umzuformen. Dies ist erforderlich, da die verwendete SEC - Röhre nur im sichtbaren Wellenlängenbereich empfindlich ist. Bei hohen Eingangs-Signalstärken arbeitet die photoempfindliche Schicht der SEC-Kamera aufgrund von Sättigungseffekten nicht mehr linear. Den Zusammenhang zwischen den Photoelektronen und dem Videosignal am Ausgang der Kamera gibt die sogenannte 'Intensitäts-Transfer- Funktion' (ITF). Diese wurde von Bohlin et al. (1980) anhand von Beobachtungen an Sternen mit bekannter Energieverteilung bestimmt. Mit Hilfe der empirischen ITF und der Belichtungszeit kann der Strahlungsfluß des jeweiligen Objekts über der Erdatmosphäre in den physikalischen Einheiten $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ bestimmt werden.

4.3.2. Identifikation der Spektrallinien

Eine Zusammenfassung der in den UV-Spektren auftretenden Linien wird in Tabelle 25 gegeben. Die folgenden Abkürzungen wurden verwendet: A = Absorption, E = Emission, p = P Cygni Profil. Die Abbildungen 31 - 36 stellen die UV-Spektren der Zwergnova RU Peg (Abb. 31) des novaähnlichen Veränderlichen TT Ari (Abb. 32), der rekurreierenden Nova T CrB (Abb. 33) und der Novae V 603 Aql (Abb. 34), HR Del (Abb. 35), RR Pic (Abb. 36) dar. Zunächst wird eine kurze Beschreibung der einzelnen UV-Spektren gegeben:

RU Peg (Zwergnova):

Verglichen mit den ausgeprägten Emissionslinien ist das Kontinuum recht schwach. Die Resonanzlinie des dreifach ionisierten Kohlenstoffs C IV bei $\lambda 1550 \text{\AA}$ ist die stärkste Emission, gefolgt von dem unaufgelösten Mg II - Dublett h und k ($\lambda\lambda 2803 \text{\AA}$, $2796 \text{\AA}$). Schwach erscheinen die Interkombinationslinie Si III ($\lambda 1892 \text{\AA}$) und die Emissionen von N V ($\lambda 1240 \text{\AA}$), C II ($\lambda 1335 \text{\AA}$), Si IV ($\lambda 1400 \text{\AA}$) He II ($\lambda 1640 \text{\AA}$) und Al III ($\lambda 1860 \text{\AA}$). Absorptionsmerkmale sind im Spektrum nicht vorhanden.

TT Ari (Novaähnlicher Veränderlicher):

Es handelt sich um ein reines Absorptionsspektrum mit einem starken Kontinuum. Stark erscheinen die Absorptionen von N V, Si III, Si IV, C IV und He II. Schwach erscheinen C II, O V, C III, O III, SC III, N IV, Si II und Al III. Die Absorptionslinien sind blauverschoben, was auf die Existenz von Sternwinden hindeutet. Das Erscheinungsbild dieses Absorptionsspektrums ähnelt Linien-Absorptionsspektren von Zwergnovae im Ausbruchsstadium. Zum Vergleich: Heap et al. (1978) haben ein UV-Spektrum von SS Cyg im Maximum aufgenommen. Auch hier ist das Resonanzdublett C IV und Si IV recht ausgeprägt; etwas schwächer tritt He II ($\lambda 1640 \text{ \AA}$) in Erscheinung.

T CrB (Rekurrierende Nova):

Gegenüber den vorhandenen Emissionslinien erscheint das Kontinuum relativ schwach. Wie in RU Peg sind auch hier die beiden prominentesten Linien das Resonanzdublett C IV und das Mg II - Dublett h + k. Auffallend stark vertreten sind die Interkombinationslinien von N III ($\lambda 1752 \text{ \AA}$) und Si III ($\lambda 1892 \text{ \AA}$). Da sie normalerweise nur in stark verdünnten Gasen auftreten, entstehen sie hier möglicherweise im verdünnten Medium in der Umgebung der Akkretionsscheibe. Außerdem erscheinen schwach in Emission N V, Si IV, He II, Si II ($\lambda 1817 \text{ \AA}$) und C III ($\lambda 1909 \text{ \AA}$). Absorptionslinien sind nicht beobachtbar.

V 603 Aql (Nova):

Das kräftige Kontinuum ist von starken Emissionslinien überlagert. Besonders ausgeprägt ist das Resonanzdublett von C IV ($\lambda 1550 \text{ \AA}$), das eine schwache blauverschobene Absorptionskomponente (P-Cygni Profil) zeigt, die wiederum auf die Existenz von Sternwinden hinweist. Schwach treten Si IV und He II auf, Si III ($\lambda 1299 \text{ \AA}$) möglicherweise in Emission. Das Mg II - Dublett ist nicht vorhanden.

HR Del (Nova):

Das Kontinuum ist wiederum recht stark. Von den drei beobachteten Novae weist HR Del die stärksten Emissionslinien auf: N V ($\lambda 1240 \text{ \AA}$), C IV ($\lambda 1550 \text{ \AA}$) und He II ($\lambda 1460 \text{ \AA}$) mit ausgeprägten nach blau verschobenen Absorptionskomponenten (P Cygni - Profil). Ein Vergleich mit der von Hutchings (1980) in HR Del entdeckten Absorptionskomponente der C IV - Linie zeigt, daß sie in unseren Spektren eine völlig andere Struktur und Linienstärke aufweist. Über die Zeitskalen dieser Variationen lassen sich noch keine eindeutigen Aussagen machen. Es ist allerdings möglich, daß sie sich mit der Bahnperiode von $4^{\text{h}}05^{\text{m}}$ verändern. Von der sehr schwach erscheinenden C II - Linie ($\lambda 1335 \text{ \AA}$) ist nur die blau verschobene Absorption sichtbar. Si IV und N IV treten in Emission auf. Ganz schwach erscheinen in Emission die Interkombinationslinien Si III ($\lambda 1892 \text{ \AA}$) und C III ($\lambda 1909 \text{ \AA}$). Das Mg II - Dublett tritt nicht auf.

RR Pic (Nova):

Auch in diesem Spektrum wird, wie in HR Del, das starke Kontinuum von kräftigen Emissionen überlagert: N V, C IV und He II. Allerdings erscheinen hier keine blauverschobenen Absorptionen. Schwach treten Si IV und N IV auf. Ganz schwach tritt noch C III ($\lambda 1909 \text{ \AA}$) auf, aber die anderen Interkombinationslinien N III und Si III sind nicht vorhanden. Völlig fehlt wieder das Mg II - Dublett.

Zusammenfassend läßt sich sagen: In den alten Novae tritt ein starkes Kontinuum auf mit starken Emissionslinien, die eine blauverschobene Komponente besitzen. Solche Absorptionskomponenten können durch Beschleunigung der äußeren Sternschichten, durch Strahlungsdruck oder durch mechanische Energie entstehen. Nicht vorhanden ist in den Novaspektren das Mg II - Dublett h + k. Dagegen ist das Kontinuum in der Zwergnova RU Peg und T CrB sehr schwach und es tritt stark das Mg II - Dublett in Erscheinung. In 4.3.4. wird untersucht, ob es in der Chromosphäre des roten Begleiters oder in der Akkretionsscheibe entsteht. Die Interkombinationslinien Si III, N III und C III treten auffällig in Emission nur in T CrB auf. Als einziger Vertreter zeigt

Tabelle 25: Spektrallinien der UV Spektren

Linie	Multiplett	λ_{Lab} (Å)	V603 Aql	HR Del	RR Pic	T CrB	KU Peg	TT Ari
N V	1	1238.821 1242.804	A [†]	Ep	E	E	E	A
Si III	4	1298.9	E	----	----	E	E	A
C II	1	1335.3	----	p	----	----	E	A
Si IV	1	1393.755 1402.770	E	E	E	E	E	A
N IV	0.01	1486.496	----	E	E	E	----	----
C IV	1	1548.185 1550.774	Ep	Ep	E	E	E	A
He II	12	1640.4	E	Ep	E	E	E	A
N III	19	1751.5	----	E	----	----	----	----
Si II	1	1816.928	----	----	----	E	----	A
Al III	1	1854.716 1862.790	----	----	----	----	E	A
Si III	1	1892.030	----	E	----	E	E	----
C III	0.01	1908.734	----	E	E	E	----	----
Mg II h+k	1	2795.523 2802.698	----	----	----	E	E	----

[†] Die Abkürzungen bedeuten: E = Emission, A = Absorption, p = P Cygni - Profil

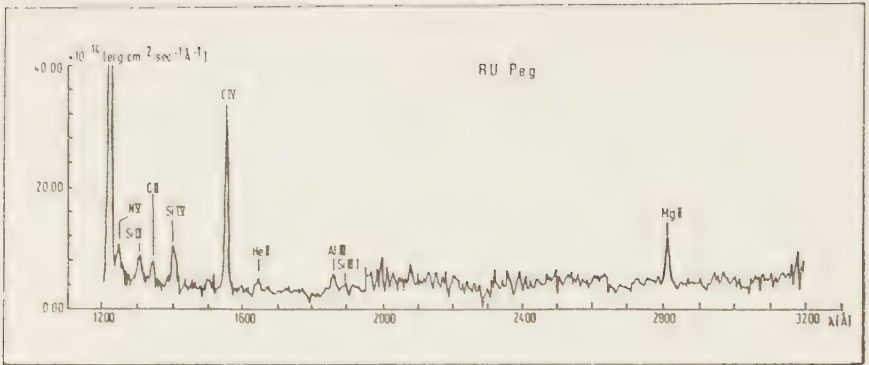


Abbildung 31: Das UV Spektrum der Zwergnova RU Peg (Minimum)

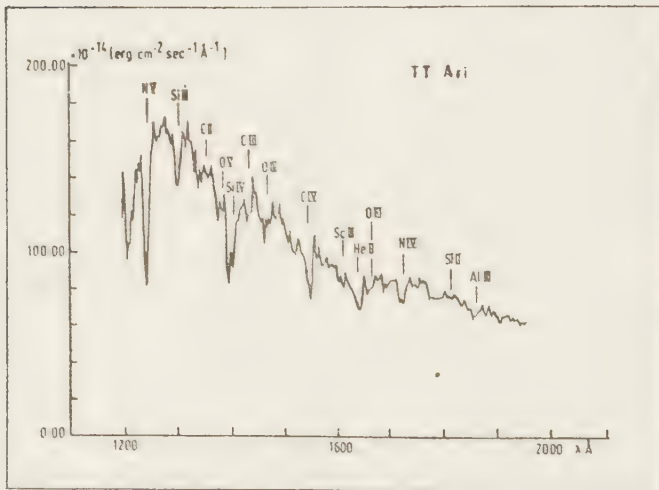


Abbildung 32: Das UV Spektrum des novaähnlichen Veränderlichen TT Ari

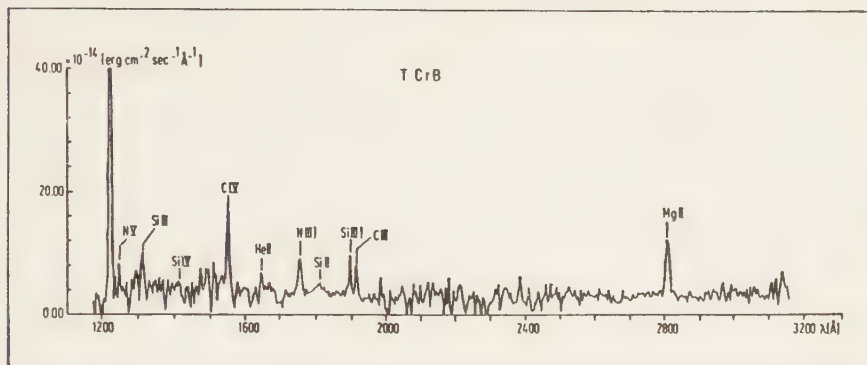


Abbildung 33: Das UV Spektrum der rekurrierenden Nova T CrB (1866, 1946)

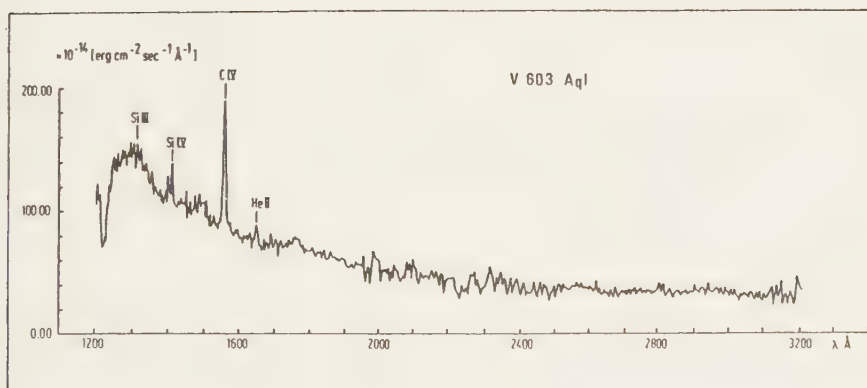


Abbildung 34: Das UV Spektrum der Nova V 603 Aql (1918)

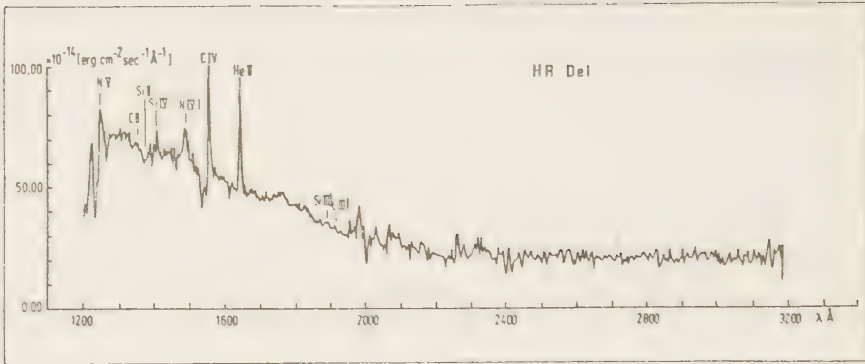


Abbildung 35: Das UV Spektrum der Nova HR Del (1967)

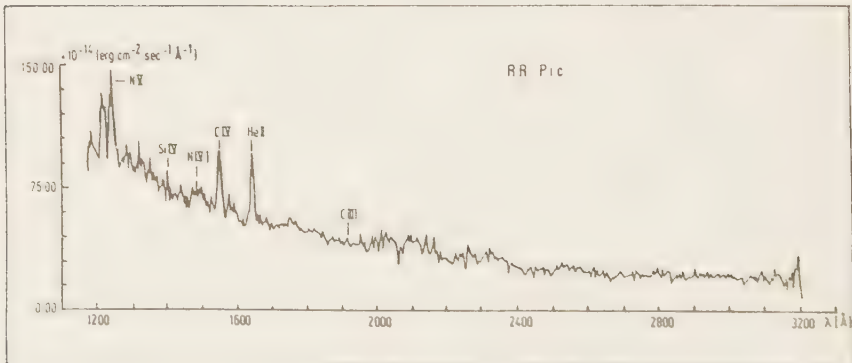


Abbildung 36: Das UV Spektrum der Nova RR Pic (1925)

TT Ari ein starkes Absorptionsspektrum, ohne Emissionsmerkmale, das Ähnlichkeit besitzt mit Ausbruchsspektren von Zwergnovae.

4.3.3. Bestimmung der Temperatur und der „effektiv strahlenden Oberflächen“

Die Energieverteilung des Kontinuums der UV-Spektren wurde im Bereich 1200 Å bis 3200 Å abgeleitet. Dazu wurde mit der von Bohlin et al. (1980) durchgeführten Kalibration (Abschnitt 4.3.1.) der Strahlungsstrom für den gemittelten Kontinuumsverlauf bestimmt. Um nun den Verlauf der tatsächlichen Energieverteilung zu erhalten, müssen die Kontinua auf interstellare Absorption korrigiert werden.

Ein Indiz für die Stärke der interstellaren Absorption ist das Auftreten der interstellaren Absorptionslinie bei 2200 Å. Es handelt sich hierbei um ein Absorptionsband, das im Bereich von 2000 Å - 2400 Å mit der maximalen Einsenkung bei 2200 Å auftritt: In den Spektren der Novae V 603 Aql und HR Del ist das Absorptionsfeature deutlich vorhanden; in T CrB und RR Pic tritt es nur schwach in Erscheinung und in RU Peg fehlt es völlig; TT Ari wurde nur im Bereich 1150 Å - 1950 Å beobachtet.

Mit der empirisch von Nandy et al. (1975) abgeleiteten Beziehung für die interstellare Extinktion und den aus unseren Spektren bestimmten Äquivalentbreiten der Absorption bei 2200 Å ergibt sich die visuelle Extinktion A_{UV} , mit der die Energieverteilung der Kontinua korrigiert werden muß. Spalte 4 der Tabelle 26 führt die ermittelten A_{UV} für die einzelnen Systeme auf: Für T CrB ist der Wert wegen der starken Kontinuumsschwankungen nicht bestimmbar, für RU Peg scheint keine interstellare Verfärbung vorhanden und für TT Ari wurde ein Wert angenommen, der mit dem aus optischen Beobachtungen übereinstimmt. Spalte 6 enthält zum Vergleich die aus (B-V)-Messungen abgeleiteten optischen interstellaren Verfärbungen A_{opt} . Ein Vergleich zwischen A_{UV} und A_{opt} zeigt eine gute Übereinstimmung.

Die auf interstellare Extinktion korrigierten Energieverteilungen

Tabelle 26: Entfernung, interstellare Verfärbung und Temperatur

Name	Klasse ¹	Entfernung (pc)	A_{UV} (^m)	T_{UV} (K)	$A_{Optisch}$ (^m)	$T_{Optisch}$ (K)
V603 Aql	N	330	0.5	30000	1.2	20000
HR Del	N	880	0.5	28000	0.56	20000
RR Pic	N	400	0.04	28000	0.04	20000
T CrB	RN	1250 [†]	0.0	27000	0.08 [†]	4700
RU Peg	ZN	360	0.0	25000 ^{††}	0.0	-----
TT Ari	NX	150	0.2 [†]	45000 [†]	0.19	16000

¹ Die Abkürzungen bedeuten: N = Nova, RN = Rekurrierende Nova, ZN = Zwergnova und NX = Novaähnlicher Veränderlicher.

[†] Diese Angabe ist unsicher.

^{††} T_{UV} für RU Peg ist angenommen.

wurden mit denen von schwarzen Körpern verglichen und daraus die Gradationstemperatur für die UV-Spektren bestimmt (Spalte 5 in Tabelle 26). Für die Novae V 603 Aql, HR Del und RR Pic lassen sich wegen des starken Kontinuums ohne Schwierigkeiten Temperaturen bestimmen. Obwohl T CrB ein nur schwach ausgeprägtes Kontinuum besitzt, konnte die Temperatur bestimmt werden. Nicht möglich war das bei RU Peg, weil nur sehr wenig Kontinuum vorhanden ist: Entsprechend der anderen abgeleiteten Temperaturen wurde 25000 K angenommen. Der Temperaturwert für TT Ari ist ziemlich unsicher, weil nur der kurzwellige Bereich von 1150 Å - 1950 Å zur Verfügung steht.

Die Abbildungen 37 - 40 zeigen die korrigierten Kontinuumsverläufe der Novae V 603 Aql (Abb. 37), HR Del (Abb. 38), RR Pic (Abb. 39) und des novaähnlichen Veränderlichen TT Ari (Abb. 40) mit den auf 11800 Å normierten Planckkurven (gestrichelte Linien). Die angepaßten

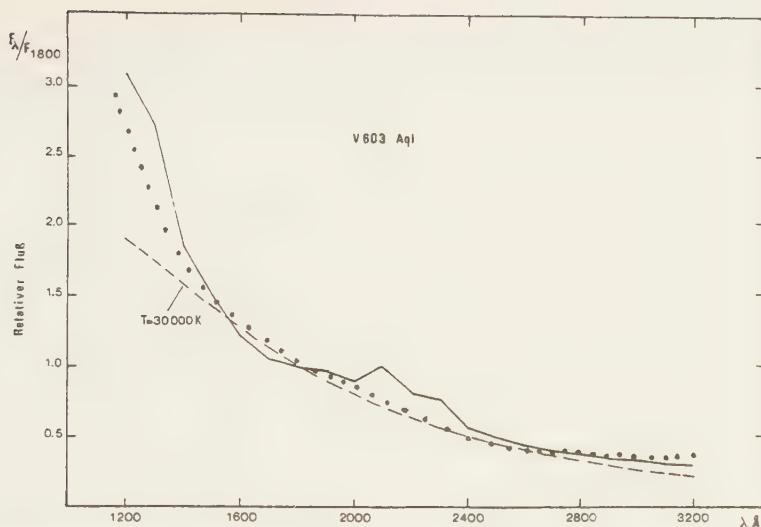


Abbildung 37: Korrigierter Kontinuumsverlauf der Nova V 603 Aql (UV)

Die gestrichelte Linie stellt die auf $\lambda 1800 \text{ \AA}$ normierte Planckkurve für $T = 30000 \text{ K}$ dar. Die Punkte markieren den Verlauf einer theoretischen Energieverteilung: $F_\lambda \propto \lambda^{-(2+\alpha)}$ mit $\alpha = 0.3$ (siehe Seite 14).

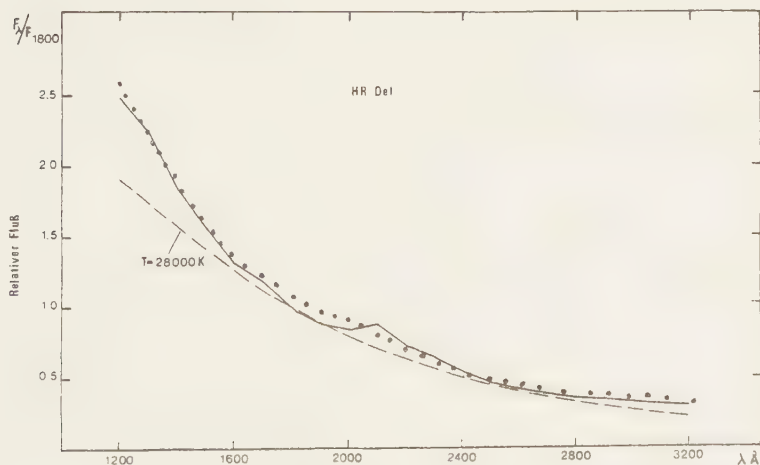


Abbildung 38: Korrigierter Kontinuumsverlauf der Nova HR Del (UV)

Die gestrichelte Linie stellt die auf $\lambda 1800 \text{ \AA}$ normierte Planckkurve für $T = 28000 \text{ K}$ dar. Die Punkte markieren den Verlauf einer theoretischen Energieverteilung: $F_\lambda \propto \lambda^{-(2+\alpha)}$ mit $\alpha = 0.3$ (s. Seite 141).

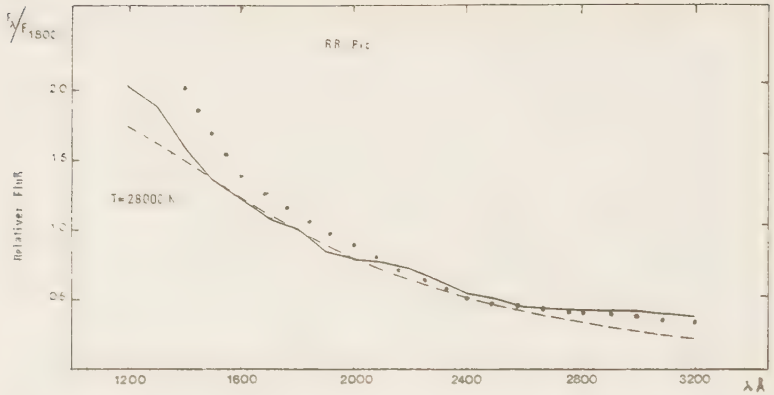


Abbildung 39: Der korrigierte Kontinuumsverlauf der Nova RR Pic (UV)
Die gestrichelte Linie stellt die auf $\lambda 1800 \text{ \AA}$ normierte Planckkurve für $T = 28000 \text{ K}$ dar. Die Punkte markieren den Verlauf einer theoretischen Energieverteilung: $F_{\lambda} \propto \lambda^{-(2+\alpha)}$ mit $\alpha = 0.3$ (s. Seite 141).

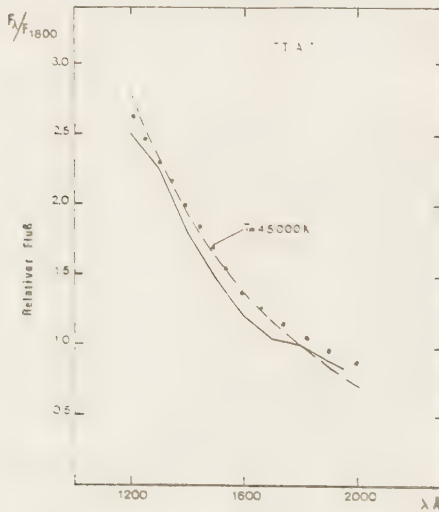


Abbildung 40: Der korrigierte Kontinuumsverlauf des novaähnlichen Veränderlichen TT Ari (UV)

Die gestrichelte Linie stellt die auf $\lambda 1800 \text{ \AA}$ normierte Planckkurve für $T = 45000 \text{ K}$ dar. Die Punkte markieren den Verlauf einer theoretischen Energieverteilung: $F_{\lambda} \propto \lambda^{-(2+\alpha)}$ mit $\alpha = 0.3$ (s. Seite 141).

Schwarzkörperkontinua stellen eine Näherung an die tatsächlichen Kontinuumsverteilungen dar: Sowohl ein Strahlungsüberschuß als auch ein Strahlungsdefizit wird sichtbar.

In Spalte 7 der Tabelle 26 sind zum Vergleich die aus optischen UBV-Beobachtungen bestimmten Temperaturen T_{opt} aufgeführt. Für RU Peg ist diese bislang noch nicht bestimmt worden. Für die drei Novae ist T_{UV} etwa 30 % höher als T_{opt} ; für den novaähnlichen Veränderlichen TT Ari um etwa 65 % höher und für die rekurrierende Nova sogar 80 %; d.h. in allen Fällen ist die im UV ermittelte Temperatur wesentlich höher als die im optischen Bereich ermittelte. Die betrachteten Objekte sollten demnach große Gebiete niedriger Temperatur besitzen, die im optischen Bereich den Energieverlauf beeinflussen und außerdem kompakte Gebiete hoher Temperatur, die im UV-Bereich die Kontinuumsverteilung bestimmen.

Heap et al. (1978) haben für SS Cyg im Minimum eine Temperatur von 30000 K und im Maximum von 40000 K abgeleitet; Bath et al. (1980) haben für VW Hyi 31000 K und für EX Hya 24000 K im Minimum und Fabian et al. (1980) für WZ Sge eine Temperatur größer als 33000 K im Maximum bestimmt. Schließlich zeigte sich auch in VW Hyi (Bath et al., 1980), daß T_{opt} kleiner als T_{UV} ist. Die bislang durchgeführten UV-Beobachtungen an kataklysmischen Systemen zeigen, daß sie ein T_{UV} von 20000 K bis etwa 30000 K im Minimum besitzen. Die einzige Ausnahme scheint der novaähnliche Veränderliche TT Ari mit einer T_{UV} von 45000 K zu sein.

Mit den gemessenen, hinsichtlich der interstellaren Absorption korrigierten Strahlungsflüssen, und den bekannten Entfernungen wurden für den UV-Bereich bei $\lambda 2000 \text{ \AA}$ und für den optischen Bereich bei $\lambda 5500 \text{ \AA}$ effektive strahlende Oberflächen bestimmt. Dazu werden die Strahlungsflüsse mit denen von schwarzen Körpern verglichen.

Die Berechnung geht von folgenden Überlegungen aus:

Die Leuchtkraft eines Sterns ist gegeben durch:

$$L = 4 \pi R^2 \phi \quad \text{in erg sec}^{-1} \quad (a),$$

wobei ϕ der Strahlungsstrom von der Sternoberfläche in den Einheiten $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ und R der Radius des Sterns ist.

Der Strahlungsstrom am Ort der Erde pro cm^2 Flächeneinheit berechnet sich zu:

$$S = \frac{L}{4 \pi r^2} \quad \text{in erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \quad (b),$$

hierbei ist r die Entfernung zum Stern.

Setzt man L des Sterns in den Ausdruck für den Strahlungsstrom S ein, so erhält man:

$$S = \phi \left(\frac{R}{r} \right)^2 \quad (c)$$

Andererseits ist der Gesamtfluß eines schwarzen Körpers pro Flächeneinheit 1 cm^2 gegeben zu:

$$\phi = \pi B_\lambda = \frac{2 \pi h c}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{h c}{k T \lambda}} - 1} \quad (d)$$

Setzt man (c) in (d) ein, erhält man den Sternradius in Abhängigkeit von der Wellenlänge:

$$R_\lambda = \left(\frac{S}{\pi B_\lambda} \right)^{1/2} r \quad (20)$$

In Tabelle 27 sind die Ergebnisse zusammengefaßt: In den Spalten 3 und 4 stehen die Strahlungsflüsse (bei $\lambda 2000 \text{ \AA}$) unkorrigiert, bzw. auf Extinktion korrigiert; in Spalte 5 die auf interstellare Absorption korrigierten Flüsse bei $\lambda 5500 \text{ \AA}$; die letzten beiden Spalten enthalten die Radien der effektiv strahlenden Oberflächen im Vergleich zum schwarzen Körper (dabei sind die Radienangaben in Sonnenradien gegeben).

Tabelle 27: "Effektiv strahlende Oberflächen" bei 2000 Å (UV) und 5000 Å (Optisch)

Name	Klasse ¹	F_{UV} (2000 Å)	F_{UV}^2 (2000 Å)	F_{Opt} (5000 Å)	$R_{\lambda UV}$ (2000 Å)	$R_{\lambda Opt}$ (5000 Å)
V603 Aql	N	51 [†]	188	14	0.19 ^{††}	0.34
HR Del	N	30	113	8.9	0.37	0.64
RR Pic	N	40	44	6.0	0.12	0.26
T CrB	RN	2.7	7.4	50	0.16	2.4
RU Peg	ZN	3.5	3.5	2.1	0.0074	0.024
TT Ari	NX	57	94	9.1	0.037	0.12

¹ Die Abkürzungen bedeuten: N = Nova, RN = Rekurrierende Nova, ZN = Zwergnova und NX = Novaähnlicher Veränderlicher.

² Index o heißt, daß die Werte auf interstellare Absorption korrigiert sind.

[†] Die Angaben für die Flüsse sind in den Einheiten $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{Å}^{-1}$.

^{††} Die Angaben für die R_{λ} sind in Einheiten von $R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^{10} \text{ cm}$.

Die Novae haben eine große strahlende Oberfläche: Die Radien liegen in der Größenordnung 0.1 - 0.4 $R_{\odot}$. Allerdings könnte hier ein Auswahl-effekt vorliegen, da für die IUE-Beobachtungen aus technischen Gründen (z.Bsp. geeignete Belichtungszeit) nur die scheinbar hellsten Novae im Minimum gewählt wurden. Sie besitzen absolute Helligkeiten M_V von $+2^M$ - $+4^M$, während Postnovae normalerweise Helligkeiten von $+2^M$ - $+10^M$ haben. In allen Fällen ist die strahlende Oberfläche im optischen Bereich ($\lambda 5000 \text{ Å}$) um einen Faktor 2 - 3 größer als im UV ($\lambda 2000 \text{ Å}$). Eine Ausnahme bildet T CrB: Hier beträgt der Zuwachs einen Faktor von 15 (!). Dies könnte darauf zurückzuführen sein, daß die Strahlung des Begleiters (es handelt sich um einen Riesen mit Spektraltyp M 3) im optischen Bereich stark dominiert. Die Zwergnova RU Peg besitzt als Sekundärkomponente einen Unterriesen vom Typ G 8, dessen Anteil im UV verschwindend klein ist, während er im optischen Bereich an Bedeutung

gewinnt.

4.3.4. Das Mg II - Dublett

Da das Resonanzdublett Mg II $k+h$ (λ 2196 Å und 2803 Å) vornehmlich in den Chromosphären kühler Sterne auftritt, kann es zum Nachweis für einen kühlen Begleiter in Doppelsternsystemen herangezogen werden.

In den Novaspektren von V 603 Aql, HR Del und RR Pic tritt es nicht in Erscheinung: Offensichtlich sind die Mg II - Emissionen der Zwergsterne zu schwach, um im starken UV-Kontinuum beobachtet zu werden. Dagegen treten in der rekurrierenden Nova T CrB und der Zwergnova RU Peg, die beide relativ schwache Kontinua besitzen, starke Mg II - Linien in Emission auf. Anhand folgender Abschätzung kann untersucht werden, ob sie einen Hinweis für einen kühlen Begleiter in diesen Systemen liefern:

Die Strahlungsflüsse im Mg II - Dublett $h+k$ lassen sich über die Äquivalentbreiten direkt aus den Spektren bestimmen. Sie ergeben für

$$\text{RU Peg} : 1.2 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

$$\text{und für T CrB} : 8.4 \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} .$$

Da für die beiden Systeme RU Peg und T CrB die interstellare Absorption vernachlässigt werden kann, muß an diese beobachteten Strahlungsflüsse keine Korrektur angebracht werden.

Leuchtkraftkalibrierungen beziehen sich im Allgemeinen nur auf die k - Komponente des Mg II. Da in unseren Spektren aber die Komponenten $k+h$ nicht aufgelöst sind, muß mit der von Basri und Linsky (1979) abgeleiteten Beziehung zwischen den Flüssen der beiden Komponenten F_k und F_h korrigiert werden:

$$F_k = 1.2 F_h .$$

Die absoluten Flüsse in der k - Komponente ergeben sich schließlich unter Zuhilfenahme der Entfernungen der beiden Sterne (Tabelle 26, Spalte 3: Für RU Peg 360 pc und für T CrB 1250 pc; 1 pc = $3.086 \cdot 10^{18}$ cm) zu:

$$F_k = 1.0 \cdot 10^{31} \text{ erg sec}^{-1} \quad \text{für RU Peg}$$

und $F_k = 8.6 \cdot 10^{31} \text{ erg sec}^{-1} \quad \text{für T CrB} .$

Weiler und Oegerle (1979) haben zwischen dem Fluß in der Mg II k - Komponente und der absoluten Helligkeit M_V folgende Beziehung abgeleitet:

$$M_V = 71.39 - 2.33 \log F_k \quad (21)$$

Damit ergeben sich die absoluten Helligkeiten für RU Peg und T CrB aus der Mg II k - Komponente zu:

$$M_V = - 0^M.9 \quad \text{für RU Peg}$$

und $M_V = - 3^M.0 \quad \text{für T CrB} .$

In Abschnitt 4.1.7. haben wir eine Beziehung zwischen der absoluten Helligkeit des roten Begleiters M_{V2} und der Bahnperiode P (in h) abgeleitet:

$$M_{V2} = 17^M.0 - 12^M.5 \log P \quad (8)$$

Da die rekurrierende Nova T CrB eine Periode von wesentlich größer als 10 h aufweist ($P = 227^d.6$), läßt sich obige Beziehung nicht auf sie anwenden. Dagegen besitzt die Zwergnova RU Peg eine Bahnperiode von $P = 8^h.9$. Aus (8) folgt damit:

$$M_{V2} = 5^M.1$$

für den roten Begleiter im System RU Peg.

Aus dem Entfernungsmodul: $m - M = - 5 + 5 \log r$ ergibt sich mit

Hilfe der Entfernung von 1250 pc (Tabelle 26, Spalte 3) und der scheinbaren Helligkeit $m_V = 10^m.5$ für die rekurrierende Nova T CrB folgende absolute Helligkeit:

$$M_V = 0^M.0 \quad .$$

Aufgrund der großen Diskrepanzen zwischen den abgeleiteten absoluten Helligkeiten M_V kann die Mg II - Emission weder im Falle der Zwergnova RU Peg noch für die rekurrierende Nova T CrB allein aus der Chromosphäre des kühlen Begleiters stammen, sondern muß vornehmlich in den kühlen äußeren Schichten der ausgedehnten Akkretionsscheibe um die Primärkomponente gebildet werden.

5. Diskussion

5.1. Die Komponenten der kataklysmischen Systeme

In kataklysmischen Systemen tragen vier Komponenten zum beobachteten Gesamtlicht bei: Die Primär- und Sekundärkomponente, die Akkretionsscheibe und der heiße Fleck. Entsprechend setzt sich das Spektrum dieser Objekte grundsätzlich aus einer blauen Komponente mit dem Typ eines Be-Sterns sd Be und einer roten, relativ kühlen Komponente des Spektrums G bis K zusammen. Zum 'blauen' Spektrum tragen der Primärstern, die Akkretionsscheibe und der heiße Fleck bei. Der 'rote' Teil des Spektrums wird vorwiegend von der Sekundärkomponente bestimmt, die in Masse, Ausdehnung und Leuchtkraft erhebliche Variationen zeigt. So variiert die Masse des Begleiters z.Bsp. um mehr als einen Faktor zehn: vom gewöhnlichen Zwergstern (Hauptreihen-Stern) zum normalen Riesenstern der Leuchtkraftklasse III.

5.1.1. Die Primärkomponente: ein entartetes Objekt

Bislang konnte die Primärkomponente noch nie direkt beobachtet werden. Sie ist von den zentralen, optisch dicken Teilen der Akkretionsscheibe völlig verdeckt. Spektroskopische Untersuchungen lieferten die ersten Hinweise, daß die Primärkomponente ein entartetes Objekt darstellt. So zeigen sich in manchen eruptiven Systemen, wie z.Bsp. WZ Sge, UX UMa, in allen Helligkeitsphasen breite und flache Absorptionslinien, während diese Absorptionen in anderen kataklysmischen Veränderlichen nur im Maximum auftreten, z.Bsp. bei HP Nor, V 373 Cen und V 442 Cen. Die Ursache dafür sah man in der schnellen Rotation eines entarteten Objekts. Greenstein (1957) wies darauf hin, daß solche Linien nur von rotierenden weißen Zwergen erzeugt werden können. Die Analyse des umfangreichen Beobachtungsmaterials dagegen zeigte, daß für diese Absorptionen und deren Profile die Akkretionsscheibe verantwortlich gemacht werden kann (Abschnitt 5.1.3.).

Die einzigen direkten Hinweise für den "unsichtbaren" weißen Zwerg sind die aus den spektroskopischen Beobachtungen gewonnenen Massen und die ultrakurzen, streng periodischen Oszillationen im Ausbruchsstadium.

Die Oszillationen bewegen sich im Bereich von 10 - 120 sec (Tabelle 3) und werden als Pulsationen des weißen Zwerges interpretiert. Da die beobachteten Pulsationsperioden deutlich größer als die für rein radiale Schwingungen berechneten sind, wurde vorgeschlagen, daß die Schwingungen dem g-Modus entsprechen, weil für sie die Harmonischen wesentlich größere Perioden besitzen als die fundamentalen Schwingungen (Chanmugam, 1972; Baglin und Schatzman, 1969). Diese g-Modus Schwingungen sind nicht radial.

In der Zwergnova AH Her wurden im Helligkeitsmaximum Oszillationen mit Perioden zwischen 24 - 35 sec (Amplituden von $0^m.003$) gefunden (Tabelle 3). Weitere Versuche diese Oszillationen auch im ansteigenden oder abfallenden Ast zum bzw. vom Ausbruchmaximum zu finden, schlugen bislang fehl. Unsere Beobachtungen liegen im Abstieg vom Helligkeitsmaximum und eine entsprechende Untersuchung der Daten zeigte keine Modulationen in diesem Sekundenbereich. Einschränkend muß gesagt werden, daß die zeitliche Auflösung der Messungen gerade bei 30 sec liegt. Die bereits verifizierten Perioden liegen in diesem Bereich.

Aus den Radialgeschwindigkeitskurven wurden für die weißen Zwerge Massen abgeleitet, die unter dem Chandrasekhar Limit liegen: Bei BV Cen und V 436 Cen betragen sie $0.6 M_{\odot} \lesssim M_1 \lesssim 1.5 M_{\odot}$, bzw. $0.15 M_{\odot}$. Für die Zwergnova AH Her wurde durch den Vergleich mit einem Modell $M_1 = 0.8 M_{\odot}$ bestimmt. Die von zahlreichen Autoren bestimmten Massen des weißen Zwerges in kataklysmischen Systemen liegen zum Vergleich zwischen 0.3 und $1.5 M_{\odot}$.

5.1.2. Die Sekundärkomponente: ein Hauptreihenstern

Um die photometrischen Beobachtungen von kataklysmischen Systemen in einem Modell erklären zu können, ist eine Grundannahme notwendig: Die Sekundärkomponente ist eine 'Kontakt'-Komponente, d.h., sie füllt ihr kritisches Roche-Volumen aus. Die Folge der Entwicklung der Sekundärkomponente ist zwangsläufig Massenverlust bzw. Massenfluß zwischen den Komponenten. Die Tatsache, daß die Sekundärkomponente der empirisch bestimmten Periode-Leuchtkraft Beziehung für die untere Hauptreihe folgt, ist ein Hinweis dafür, daß es sich um einen Hauptreihenstern handelt. Die Bestimmung der absoluten visuellen Helligkeit der Systeme erfordert allerdings eine möglichst genaue Entfernungsbestimmung (Kraft und Luyten, 1965; Schmidt-Kaler, 1962; Vojkhanskaya, 1973). Tabelle 2 demonstriert deutlich anhand zahlreicher Beobachtungen von eruptiven Systemen, daß bei Annahme einer mittleren absoluten Helligkeit $M_V = 7^M.5$ für Zwergnovae die Sekundärkomponente sich wie ein Hauptreihenstern verhält und bei Perioden größer als etwa 6^h , - entsprechend der Periode-Leuchtkraft Beziehung-, im Spektrum sichtbar wird. Der 'rote' Anteil des Hauptreihensterns am Gesamtlicht ist gering. Deshalb kann er nur im Minimumslicht nachgewiesen werden.

Anhand der Stärke der Fe I - Linien konnte für drei Zwergnovae der Spektraltyp abgeschätzt werden: BV Cen (G4 - G6), MU Cen (G5 - K0) und V 373 Cen (K0). Daß es sich bei den Fe I - Absorptionen tatsächlich um Linien der Sekundärkomponente handelt, konnte über die Halbwertsbreiten der Absorptionen verifiziert werden, die durch die Eigenrotation des Hauptreihensterns bestimmt sind. Fe I - Linien entstehen außerdem nur in relativ kühlen Photosphären.

Für die Zwergnovae BV Cen und V 436 Cen wurden aus den Radialgeschwindigkeitskurven die Massen der Sekundärkomponenten bestimmt: Sie betragen $0.6 M_{\odot} \lesssim M_2 \lesssim 1.6 M_{\odot}$ bzw. $0.18 M_{\odot}$. Die Massen der Hauptreihensterne variieren um mehr als einen Faktor 10. In AE Aqr ist $M_2 = 1.18 M_{\odot}$ (Joy, 1954) und in WZ Sge $0.12 M_{\odot}$ (Krzeminski und Smak, 1971). Die in dieser Arbeit abgeleiteten Massen liegen in derselben Größenordnung.

Das Massenverhältnis q für die Zwergnova V 436 Cen konnte einmal aus einem Modellvergleich (Roche-Geometrie) und zum anderen direkt aus den spektroskopischen Beobachtungen (Linienaufspaltung) abgeleitet werden. Die Übereinstimmung der Resultate stützt die Richtigkeit des Modells. Die Periode-Masse Beziehung für Hauptreihensterne in Verbindung mit der abgeleiteten Periode von ca. 90 Minuten ergibt die geringe Masse der Sekundärkomponente.

Für BV Cen wurde eine Periode von $15^h 18^m$ ermittelt. Diese Zwergnova besitzt damit eine der längsten beobachteten Perioden. Für Perioden größer als 10^h ergibt sich aus der Masse-Radius Beziehung für die untere Hauptreihe und dem Roche-Modell, daß die Sekundärkomponente in BV Cen entwickelt sein muß, um weiterhin ihr kritisches Volumen auszufüllen. Andererseits folgt aus den Beobachtungen ein Spektraltyp, der einem ganz normalen G4 - G6 Hauptreihenstern entspricht. Offensichtlich ist die rote Komponente in diesem System nicht sehr viel entwickelt, d.h. sie liegt zwar nicht mehr auf der Hauptreihe, aber dicht darüber.

Bei der Zwergnova RU Peg mit einer Periode von $8^h 54^m$ tritt die Sekundärkomponente in den optischen Spektren deutlich in Erscheinung (Tabelle 2). In den UV-Spektren dieses Sterns erscheint das Mg II - Dublett stark in Emission. Diese Linie entsteht in der Chromosphäre von kühlen Sternen und kann als Indiz für das Vorhandensein eines späten Begleiters gewertet werden. Eine Abschätzung über die Weiler und Oegerle Beziehung (1979) ergibt einen geringen Einfluß der Sekundärkomponente im UV-Spektrum. In der rekurrierenden Nova T CrB tritt das Mg II - Dublett zwar stark in Emission auf. Der Beitrag des Sekundärsterns ist jedoch gering, obwohl in den optischen Spektren der Begleiter als M3 - Riese eindeutig belegt ist (Kraft, 1958).

Die Novae zeigen wohl ein kräftiges UV-Kontinuum (V 603 Aql, HR Del und RR Pic) aber kein Anzeichen einer Mg II - Emission. Für V 603 Aql, HR Del und RR Pic (Tabelle 2) zeigen sich auch in den optischen Spektren keine Hinweise auf einen roten Begleiter.

5.1.3. Die Akkretionsscheibe und der heiße Fleck

Die physikalischen Bedingungen in der Scheibe können wie folgt beschrieben werden: Die Emissionslinien der neutralen Atome (H, He) werden hauptsächlich in den äußeren Schichten niedriger Dichte gebildet. Die höher ionisierten Anteile (He II) entstammen den inneren heißeren Schichten und das Kontinuum wird vom heißen Fleck gebildet.

Die im optischen Bereich während des Minimums aufgenommenen Spektren lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

Die erste Gruppe, zu der die Zwergnovae AT Ara, MU Cen, BV Cen und V 373 Cen gehören, zeigt vornehmlich die Charakteristiken niedriger Temperatur. Es treten neben den Absorptionen der kühlen Komponente überwiegend die Emissionslinien der neutralen Elemente H und He auf. Die Sterne sind insgesamt 'röter': Im Zweifarbendiagramm liegen sie bei $(B-V) \sim 0^m.6$ und $(U-B) \sim 0^m.5$. Der rote Begleiter wird in den Spektren sichtbar und die Bahnperioden sollten größer als ca. 6^h sein.

Die zweite Gruppe umfaßt die Zwergnovae V 436 Cen, EX Hya und die alte Nova RR Pic. Neben den neutralen H- und He-Linien, die in der Nova merklich schwächer sind, zeigen sich Emissionslinien, die auf hohe Scheibentemperaturen hinweisen (He II, C III - N III, Fe II). Das Kontinuum ist ausgeprägt. Die Farben sind extrem blau: $(B-V) \sim 0^m.0$ und $(U-B) \sim -1^m.0$. Der rote Begleiter ist in den Spektren nicht erkennbar, und die Bahnperioden sind relativ kurz ($< 4^h$). In den Novae ist das Auftreten höher angeregter Linien nicht ungewöhnlich, da sie im Durchschnitt drei bis vier Größenklassen heller als Zwergnovae sind (Kraft, 1964a). Relativ selten jedoch treten hochangeregte Linien (wie z.Bsp. He II) in Zwergnovae auf, zumal sie eine Anregungstemperatur von etwa 30000 K benötigen. Entweder werden sie in der Nähe des heißen Flecks gebildet, wo aufgrund von Materiekollisionen solche Temperaturen auftreten oder sie entstammen den tiefen, heißeren Schichten der Akkretionsscheibe. In EX Hya sind die He II - ($\lambda 4686 \text{ \AA}$) und die He I - Linie ($\lambda 4713 \text{ \AA}$) nicht aufgelöst, d.h. es läßt sich über die Halbwertsbreite, bzw. eine mögliche Linienaufspaltung von He II,

nichts aussagen. In den Spektren von V 436 Cen treten die Linien von Fe II ($\lambda\lambda 4174 \text{ \AA}$, $4233 \text{ \AA}$) auf. Die Profile zeigen Linienaufspaltung und die aus den Peakseparationen abgeleiteten Geschwindigkeiten ergeben etwa 650 km/sec . Das heißt, daß die Fe II - Linien in den äußeren Teilen der Scheibe in der Nähe des heißen Flecks entstehen müssen. In einem Minimumsspektrum von AT Ara (1. Gruppe) tritt schwach He II ($\lambda 4686 \text{ \AA}$) auf. Möglicherweise entsteht diese Linie in der Nähe des heißen Flecks.

Die photoelektrischen Messungen der Zwergnova AH Her im Minimum liefern $(B-V) = 0^m.23$ und $(U-B) = -0^m.74$, d.h. dieses System liegt im Zweifarbendiagramm zwischen der ersten und zweiten Gruppe. In den Spektren von AH Her (Elvey und Babcock, 1943) zeigen sich ausgeprägte Wasserstoffemissionen, aber keine weiteren höher angeregten Ionen. Der Einfluß der Sekundärkomponente macht sich in den Spektren eben bemerkbar und die Periode sollte zwischen 4 und 8 Stunden liegen. Mit Hilfe dieser Überlegungen wurden aus den gewonnenen Ergebnissen ungefähre Bahnelemente für AH Her abgeleitet. Die U,B,V - Lichtkurven zeigen starke kurzzeitige Helligkeitsschwankungen (Flickering). Der heiße Fleck in diesem System sollte deshalb im Vergleich mit anderen Zwergnovasystemen (Z Cam, U Gem, Z Cha) relativ ausgeprägt sein.

Beim Anstieg zum Maximum zeigen sich bei Zwergnovasystemen strukturelle Veränderungen: Die Maximumspektren enthüllen so gut wie keine Emissionsmerkmale mehr. An die Stelle der Emissionslinien treten jetzt die entsprechenden Absorptionen (H, He I); der Anteil der kühlen Komponente verschwindet völlig und das Kontinuum tritt verstärkt hervor. Ein direkter Vergleich zwischen Minimum und Maximum liegt für die Zwergnova V 373 Cen vor: Anstelle der Balmeremissionen im Helligkeitsminimum sind sehr flache und breite Absorptionen getreten; die schwächeren He I - Linien ($\lambda\lambda 4120 \text{ \AA}$, $4713 \text{ \AA}$) sind vom Kontinuum völlig zugeschüttet worden und treten nicht mehr in Erscheinung; die Absorptionen des kühlen Begleiters fehlen. In den Maximumspektren von HP Nor und V 442 Cen treten die Balmerabsorptionen mit Doppelstruktur und die Ca II (K) - Absorption deutlich auf. Die Halbwertsbreiten dieser Ca II (K) - Absorptionen weisen auf Geschwindigkeiten

hin, die typisch für die äußeren Schichten der Scheibe sind.

Die UV-Spektren der kataklysmischen Veränderlichen zeigen durchwegs Linien hochangeregter Atome, die auf eine wesentlich höhere Anregungstemperatur (als im Optischen) zurückzuführen sind, wie z.Bsp. Si II, Si III, Si IV. Der Unterschied zwischen den Novae und der Zwergnova in den UV-Spektren besteht darin, daß die Novae ein starkes Kontinuum aufweisen und kein Einfluß der Sekundärkomponente vorhanden ist. Die C IV - Resonanzlinie ($\lambda 1550 \text{ \AA}$) ist in den Spektren der Novae HR Del und V 603 Aql sehr stark vorhanden und zeigt P Cygni - Profile. Diese sind ein Hinweis auf eine sphärisch symmetrische, expandierende Hülle. In der Zwergnova RU Peg tritt die C IV - Linie zwar auch stark in Erscheinung, aber die zu kurzen Wellenlängen hin verschobene Absorption fehlt; d.h. um den Stern hat sich keine expandierende Hülle ausgebildet und es findet kein Massenverlust des Systems statt. In R CrB und RU Peg treten schwach die Interkombinationslinien von Si III ($\lambda 1892 \text{ \AA}$) und N III ($\lambda 1752 \text{ \AA}$) auf. Wegen des Interkombinationsverbotes treten solche Linien nur mit geringer Intensität auf. In den beiden genannten Systemen entstehen sie möglicherweise in dem stark verdünnten Gas, das sich mit der Akkretionsscheibe und dem weißen Zwerg innerhalb des kritischen Volumens befindet. Die aus den UV-Spektren abgeleiteten Temperaturen sind für alle Systeme wesentlich höher als die entsprechenden optischen Temperaturen. Die für die Novae, rekurrierende Nova und Zwergnova bestimmten UV - Temperaturen im Minimum bewegen sich im Bereich zwischen 25000 K und 30000 K. Während im optischen Bereich die Novatemperaturen höher als die der Zwergnovae liegen, ist das im UV - Bereich nicht der Fall.

Die theoretische Energieverteilung von Akkretionsscheiben wurde von Bath et al. (1974), Lin und Pringle (1976) und Lynden-Bell (1969) anhand von 'steady-state', optisch dicken Scheiben untersucht: Die Vorteile der Annahmen des 'steady-state' - Zustandes (d.h. die Akkretionsrate ist konstant) und der optisch dicken Scheibe besteht darin, daß die abgeleiteten Temperaturen unabhängig von den Einflüssen der Viskosität werden. Die Aussage des theoretischen Modells für eine solche Scheibe ist, daß sich die Energieverteilung in Form eines Po-

tenzgesetzes darstellen läßt: $F_{\lambda} \propto \lambda^{-(2 + \alpha)}$ mit $\alpha = 1/3$ (α ist der Spektralindex). Die Kontinuumsverteilungen von RU Peg und T CrB lassen sich im Bereich zwischen 1600 Å - 3200 Å, die der Novae im gesamten UV - Bereich (1200 Å - 3200 Å) mit einem Spektralindex von $\alpha = 0.3$ qualitativ gut darstellen. UV - Beobachtungen von Bath et al. (1980) und Sherrington et al. (1980) zeigen, daß sich die Kontinuumsflüsse von VW Hyi (im Abstieg vom Maximum) und von EX Hya (im Minimum) mit einer optisch dicken, 'steady-state' Scheibe fitten lassen.

Die UV-Spektren der eruptiven Veränderlichen im Minimum können mit denen des Röntgensterns HZ Her (Her X-1) verglichen werden. Die beiden Komponenten des Röntgensterns sind ein F-Hauptreihenstern und eine entartete Komponente, wahrscheinlich ein Neutronenstern (Dupree et al., 1978). Der Neutronenstern ist wie in eruptiven Systemen von einer Akkretionsscheibe umgeben. In HZ Her (Her X-1) stammt das UV-Kontinuum analog den Novae aus den optisch dicken und die Emissionslinien aus den optisch dünnen Teilen der Scheibe (Lin, 1975). Im Vergleich zu dem Röntgendoppelstern sind die Zwergnovae und Novae ziemlich schwache Röntgenquellen (Pringle, 1977). Die entartete Komponente in den kataklysmischen Systemen kann deshalb kein so dichtes Objekt wie ein Neutronenstern sein, wohl aber ein weißer Zwerg.

In den innersten Schichten der Akkretionsscheibe, in denen die Teilchen auf die Primärkomponente einspiralen, wird wegen des großen Geschwindigkeitsgradienten der Teilchen und der Viskosität der Scheibe ein großer Betrag der kinetischen Energie in Strahlung umgesetzt. Aus Gründen der Energieerhaltung muß Drehimpuls nach außen transportiert werden. Infolgedessen wird ein geringer Teil des Scheibenmaterials ständig vom äußeren Rand der Scheibe in den Raum zwischen Scheibe und Roche-Grenze abfließen. Die starke Verdünnung der Materie könnte die Ursache für das Auftreten der schwachen Interkombinationslinien in den UV-Spektren sein.

Krzeminski und Smak (1971) haben die Ursachen für die Aufspaltung der Emissionslinien in kataklysmischen Systemen untersucht. Demzufolge

entstehen solche Linien in den äußeren Schichten der Gasscheibe. Wenn wir annehmen, daß die Scheibenteilchen annähernd Keplerbahnen um die Zentralkomponente beschreiben, entspricht die Separation der beiden Emissionskomponenten der Bewegung der Teilchen in diesen Scheibenschichten. Um die Geschwindigkeit der Teilchen in Abhängigkeit vom Radius und der unterliegenden Masse näherungsweise berechnen zu können, verwenden wir die Keplerbeziehung (Gleichung (9)):

$$v_{\text{Rand}}^2 = \frac{G M_1}{R_{\text{Rand}}} \quad (9a)$$

v_{Rand} gibt die Geschwindigkeit und R_{Rand} den Radiusvektor des Scheibenrandes wider. M_1 ist die Masse des weißen Zwerges und G die Gravitationskonstante ($G = 6.668 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g sec}^2$). Die Masse der roten Komponente wird vernachlässigt. Anderenfalls geht in obige Beziehung noch das Massenverhältnis und die relativen Scheibendimensionen mit ein. Da es sich jedoch in unserem Fall um eine Abschätzung der Bewegungsverhältnisse handelt und die genaue Ausmessung der Doppelpeaks wegen des Rauschens mit starken Unsicherheiten behaftet ist, können wir durchaus obige vereinfachte Beziehung verwenden.

In V 436 Cen beträgt v_{Peak} ca. 740 km/sec und für EX Hya ca. 600 km/sec. Aus Beziehung (9a) lassen sich über die abgeleiteten Zustandsgrößen von V 436 Cen und EX Hya (Vogt und Breysacher, 1979) v_{Rand} zu 730 km/sec, bzw. 630 km/sec ableiten. Die Übereinstimmung ist erstaunlich gut für die beiden Systeme, und zeigt, daß die Linienaufspaltung durch die Rotation der äußeren Teile der Scheibe hervorgerufen wird. Leider läßt sich Beziehung (9a) nur auf diese beiden Systeme anwenden, da in BV Cen die Linienverdopplung durch Absorptionen des roten Begleiters nur vorgetäuscht sind. Für die übrigen Systeme liegen keine Bahnelemente vor. Die Peakseparationen für V 373 Cen, V 442 Cen, HP Nor und MU Cen liegen jedoch in derselben Größenordnung wie für V 436 Cen und EX Hya.

Die Flügel der Balmeremissionen werden in den innersten Schichten der Akkretionsscheibe nahe dem weißen Zwerg gebildet. Ihre Verbreiterung, die durch die Scheibenrotation bestimmt ist, läßt Rückschlüsse auf

die Geschwindigkeitsverhältnisse der inneren Teile der Scheibe zu. Aus (9a) ergibt sich mit bekannter Teilchengeschwindigkeit und M_1 der Radius der Teilchenbahnen. Dieser wird mit dem abgeleiteten Radius des Scheibenrandes verglichen.

Für die Linienflügel gilt jetzt näherungsweise:

$$r_{\text{Flügel}} = \frac{G M_1}{v_{\text{Flügel}}^2}$$

Für die Zwergnovae BV Cen, V 436 Cen und EX Hya stehen die Massen der Primärkomponenten zur Verfügung. Daraus lassen sich die 'Flügelradien' $r_{\text{Flügel}}$ berechnen: $8.7 \cdot 10^8$ cm - $2.6 \cdot 10^9$ cm (BV Cen), $2.2 \cdot 10^8$ cm (V 436 Cen) und $2.9 \cdot 10^8$ cm (EX Hya). Ausgedrückt in Prozenten des Scheibenradius ($= R_{\text{Scheibe}}$) ergeben sich ca. 5 % für BV Cen, 6 % für V 436 Cen und 6 % für EX Hya. Die abgeleiteten Geschwindigkeiten zeigen, daß die Flügel tatsächlich in den innersten Teilen der Scheibe, nahe am weißen Zwerg entstehen. Für einen weißen Zwerg der Masse $0.8 M_{\odot}$ beträgt die Keplergeschwindigkeit an der Oberfläche etwa 4000 km/sec; der zugehörige Radius ist $6.7 \cdot 10^8$ cm. Für BV Cen und EX Hya sind die Radien des inneren Scheibenrandes größer als dieser Wert.

Im Maximum treten an die Stelle der Balmeremissionen Absorptionslinien. Wenn der weiße Zwerg im Maximum einen signifikanten Beitrag zum Gesamtlicht liefert, kann das Absorptionsspektrum vom weißen Zwerg stammen. In diesem Fall ist die Verbreiterung der Linien nicht mehr vorwiegend durch die Rotation bestimmt, sondern durch Druckverbreiterung. Die Beobachtungen sprechen jedoch für eine Rotationsverbreiterung der Absorptionen: Elvey und Babcock (1943) zeigten für Z Cam, daß die Halbwertsbreiten der Emissionslinien im Minimum gleich denen der Absorptionen im Maximum sind. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß die rotationsverbreiterten Scheibenemissionen dieselben Halbwertsbreiten aufweisen wie die druckverbreiterten Linien des weißen Zwerges. Walker und Chincarini (1968) fanden bei SS Cyg, daß die CaII (K) - Linie sowohl im Minimum (in Emission) als auch im Maximum (in Absorption) auf-

gespalten erscheint. Diese Linienverdopplung kann nicht durch Druckverbreiterung hervorgerufen werden. Die in den Maximumspektren der Zwergnovae V 442 Cen und HP Nor auftretenden Balmerabsorptionen sind aufgespalten und lassen sich aufgrund von Rotationseffekten in der Scheibe erklären. Aus den Linienflügeln der Wasserstoffabsorptionen können Geschwindigkeiten abgeleitet werden, die in der Größenordnung, der aus den Emissionslinienflügeln (im Minimum) bestimmten, liegen.

Theoretische Modelle, die die Verbreiterung der Linienprofile in Abhängigkeit von den relativen Scheibendimensionen quantitativ darstellen, liegen bislang nicht vor, da das vorhandene Beobachtungsmaterial noch zu unvollständig ist. Ein solches Modell müßte folgende Punkte mitberücksichtigen:

- Dichteverlauf in der Akkretionsscheibe in Abhängigkeit von den relativen Scheibendimensionen
- Die unterschiedlichen Ionisations- und Anregungsbedingungen in der Gasscheibe
- Die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibenteilchen in Abhängigkeit von den physikalischen Eigenschaften des Zentralsterns
- Die Geschwindigkeitsdispersion (thermische Bewegung und Turbulenzen) in Abhängigkeit von den relativen Scheibendimensionen

Abschließend kann gesagt werden, daß auch mit der einfachen Annahme näherungsweise Keplerbewegung die qualitative Erscheinung der Emissions- und Absorptionsprofile der Akkretionsscheibe erklärt werden können.

5.2. Ursachen für die Eruptionen in Zwergnovasystemen

Mit dem Ausbruchszyklus (Minimum, Anstieg zum Maximum, Maximum, Abstieg vom Maximum) in Zwergnovae ist eine starke Änderung der Farbwerte (U-B) und (B-V) verbunden (siehe Abbildung 8). Obwohl die Farben im Minimum über einen weiten Bereich streuen (Abbildung 7) sind die Farbindices im Helligkeitsmaximum ähnlich: $(B-V) \sim 0^m.0$ und $(U-B) \sim -0^m.8$. Im Minimum wird die Streuung der Farbwerte durch den Einfluß der Sekundärkomponente verursacht (siehe 5.1.3.).

Die im Minimum im gesamten Spektralbereich vorhandenen, teilweise recht ausgeprägten Emissionslinien, werden im Verlaufe des Helligkeitsanstieges wegen der zunehmenden Stärke des Kontinuumsflusses relativ schwächer und verschwinden oder werden durch Absorptionslinien ersetzt (Heap et al., 1980; Szkody, 1977). Die Intensitätsverteilung des Kontinuums im Helligkeitsmaximum ähnelt der eines B - Sterns.

Während der Anstiegsphase zum Helligkeitsmaximum wird eine starke Rötung des Kontinuumsflusses beobachtet. Die äußeren Scheibenregionen, die im Minimum optisch dünn sind, werden während dieser Phase optisch dick. Zu Beginn des Anstiegs bildet sich eine relativ kühle Quasiphotosphäre mit Temperaturen zwischen 9000 K und 10000 K aus (Wu, 1976), die dann im Verlaufe des Ausbruchs von der eruptiven Quelle bis auf 20000 K - 25000 K aufgeheizt wird. Für SS Cyg wurde während der Rötungsphase ein starker Rückgang der $H\alpha$ - Emission beobachtet (Szkody, 1976b). Die Ursache dafür kann im Übergang vom optisch dünnen Zustand der Akkretionsscheibe in ein optisch dickes Medium gesehen werden.

Für die Zwergnova AH Her konnten in der Abstiegsphase vom Maximum die Farbindices ermittelt werden. Sie erscheinen in diesem Zustand 'blauer', d.h. sie spiegeln höhere Temperaturen wider als im Minimum. Der Durchmesser der Akkretionsscheibe ist in dieser Phase um einen Faktor 1.4 größer als im Helligkeitsminimum.

Die Beobachtungen lassen also erkennen, daß sich im Vorstadium des Ausbruchs eine relativ kühle Quasiphotosphäre in der Akkretionsscheibe ausbildet. In der Anstiegsphase heizt dann die eruptive Quelle die gesamte Scheibe auf und sie beginnt sich langsam auszudehnen, bis sie im Maximum ihre größte Ausdehnung erreicht hat. Während des Abstieges vom Maximum kühlt die Scheibe wieder langsam ab, bis sie ihre für das Minimum charakteristischen Dimensionen erreicht hat.

Bisher ist die Frage ungeklärt, welche Komponente die Ursache für den Ausbruch ist.

Die kühlen Komponenten in Zwergnovasystemen besitzen Konvektionszonen (Spektraltyp G bis K) mit einer Struktur ähnlich der Sonne. Zwischen den praktisch adiabatischen Schichtungen im Innern und der Photosphäre existiert eine schmale Übergangszone, eine sogenannte thermische Grenzschicht, mit einem 'superadiabatischen' Gradienten. Der Radius eines solchen Sterns reagiert recht empfindlich auf Änderungen des konvektiven Energietransports in dieser Übergangszone. Beispielsweise führt ein Anstieg des Energietransports als Folge eines verlängerten Mischungsweges zu einer Abnahme des Sternradius. Solche dynamischen Instabilitäten haben vorübergehend eine quasiperiodische Erhöhung des Massenflusses durch L_1 zur Folge und geben Anlaß zu den Zwergnovaausbrüchen in der Scheibe. Dieses Modell wurde z.Bsp. von Bath (1969, 1972, 1975, 1976) und Osaki (1970) vorgeschlagen. Das Hauptargument dagegen ist, daß der in den Lichtkurven einiger Zwergnovae auftretende Lichtbuckel (dessen Ursache der heiße Fleck ist) während der Anfangsphase des Ausbruchs praktisch unverändert bleibt.

Eine andere mögliche Erklärung für den Ausbruch besteht darin, daß durch die 'steady state' Akkretion der Scheibe auf die Oberfläche des weißen Zwerges wasserstoffreiches Material übertragen wird. Dies führt in den obersten Schichten des entarteten Objekts zu einer thermonuklearen Explosion und zu einem Ansteigen der Oberflächenhelligkeit des weißen Zwerges. Entwickelt wurde diese Idee von Starrfield et al. (1972, 1976) und Sparks und Starrfield (1973). Die Energien, die mit einem solchen Modell für einen Ausbruch zur Verfügung stehen, sind

größer als 10^{40} erg. Bei Zwergnovaausbrüchen wurden bislang aber nur Energieabgaben zwischen 10^{38} erg und 10^{39} erg beobachtet. Die Zeit zwischen Maximum und Erreichen des Minimums ist relativ kurz (ca. 7 Tage). Eine solche Zeitspanne liegt im Bereich der Kontraktionszeit der Scheibe nach dem Ausbruch, ist aber unvereinbar mit der sehr langen Zeitskala für die Abkühlung eines weißen Zwerges (10^8 Jahre).

Auch die Akkretionsscheibe könnte für den Ausbruch verantwortlich sein. In Anlehnung an die Theorien der thermonuklearen Explosion in den obersten Schichten des weißen Zwerges postulierte Warner (1974a) eine thermische Schockwelle, die die Scheibe durchläuft und zu ihrer Aufheizung und Ausdehnung führt. Bath et al. (1974) wenden dagegen folgendes Argument ein: Schockausbreitung in einer differentiell rotierenden Scheibe ist unmöglich, da sich der Schock bereits nach kurzer Zeit auflöst. Ein anderer Vorschlag (Nather und Robinson, 1974) geht dahin, daß ein großer Teil der vom weißen Zwerg abgestrahlten Energie in der Scheibe absorbiert und explosionsartig reemittiert wird. Smak (1971b) hat berechnet, daß die potentielle Energie der Scheibenmaterie im Prinzip allein ausreicht, um die bei einem Zwergnovaausbruch freiwerdende Energie zu liefern. Der entsprechende Mechanismus ist jedoch unbekannt.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß der Ausbruch wahrscheinlich nicht durch die rote Komponente verursacht wird. Andererseits spricht viel dafür, daß die Akkretionsscheibe für den Ausbruch verantwortlich ist. Die physikalischen Eigenschaften und Vorgänge in kataklysmischen Systemen sind noch weitgehend ungeklärt. Die Beobachtungen lassen eine Reihe von Mechanismen als Ursache für die Eruptionen zu.

8.3. Sonderstellung des novaähnlichen Veränderlichen TT Ari

Die Veränderlichkeit des novaähnlichen Objekts TT Ari wurde von Strohmeier et al. (1957) entdeckt. Photoelektrische Beobachtungen von Smak und Stepień (1969) und Schnellphotometrie von Mardirosian et al. (1980) enthüllen Eigenschaften, die TT Ari als kataklys-

mischen Veränderlichen ausweisen:

- Angenähert sinusförmige Helligkeitsvariationen mit einer Periode von $3^h 12^m$, die aufgrund des phasenabhängigen Erscheinens des heißen Flecks in der Akkretionsscheibe erklärt wird.
- Irreguläre Helligkeitsschwankungen im Bereich von 10 - 20 Minuten mit einer Amplitude von $0^m.2$ Größenklassen. Diese Schwankungen sind typisch für eruptive Veränderliche.

In Korrelation mit den Helligkeitsschwankungen in den Lichtkurven variieren die Farbindices: (B-V) liegt zwischen $-0^m.06$ und $-0^m.08$ und (U-B) zwischen $-0^m.92$ und $-0^m.97$. TT Ari liegt damit im Zweifarbanddiagramm nahe der schwarzen Körper Linie mit 15000 K bis 16000 K.

Cowley et al. (1975) haben TT Ari im Optischen spektroskopisch untersucht. Die Spektren ähneln denen von Novae. Es treten breite und schwache Balmerabsorptionen bis H 12 auf, ebenso schwach He I in Absorption ($\lambda\lambda 4026 \text{ \AA}$, $4471 \text{ \AA}$); breite und flache He II - ($\lambda 4686 \text{ \AA}$) und C III - N III - ($\lambda\lambda 4650 \text{ \AA}$) Linien sind in Emission vorhanden.

Unsere Satelliten-Beobachtungen von TT Ari stellen die ersten UV-Beobachtungen dieses Objekts dar. Das Spektrum zeigt starke, zu kurzen Wellenlängen verschobene Absorptionslinien (Si III, Si IV, C IV, He II, N V); die Resonanzlinien von C IV ($\lambda 1550 \text{ \AA}$) und Si IV ($\lambda 1400 \text{ \AA}$) sind dabei die stärksten Absorptionen. Das Erscheinungsbild des Spektrums deutet auf die Existenz einer zirkumstellaren expandierenden Hülle, ähnlich der von Be - Sternen hin. Der 'Scheibenwind' kann möglicherweise durch hochenergetische Strahlung aus den inneren Teilen der Scheibe beschleunigt werden. Eine andere Möglichkeit wäre, daß Drehmoment nach außen abgeführt wird, um die in diesem System stark vorhandene Akkretion auf den weißen Zwerg zu ermöglichen. Ein Vergleich dieses UV-Spektrums mit dem UV-Ausbruchsspektrum von SS Cyg (Heap et al., 1980) und dem von WZ Sge (Fabin et al., 1980) zeigt deutliche strukturelle Ähnlichkeiten. Die oben angeführten Absorptionen treten auch in den UV-Spektren der Zwergnovae etwas schwächer

in Absorption auf.

Molnar (1975) hat Äquivalentbreiten von Si III ($\lambda 1299 \text{ \AA}$) und Si IV ($\lambda 1400 \text{ \AA}$) von etwa 30 OB-Sternen mit theoretischen Werten aus Atmosphärenmodellen verglichen und daraus effektive Temperaturen abgeleitet. Entsprechend seiner Kalibration können aus den Äquivalentbreiten von Si III und Si IV Temperaturen um 30000 K abgeleitet werden. Eine andere Temperaturbestimmung über einen Fit der Planckkurven an die Kontinuumsverteilung im UV führt zu einer Temperatur von 45000 K. Heap et al. (1980) leiten für SS Cyg im Maximum aus den UV-Spektren eine Temperatur von etwa 40000 K ab. Wu (1976) fand für AR And im Maximum 22500 K und für Z Cam 14900 K.

Die abgeleiteten Temperaturen und das Linienabsorptionsspektrum von TT Ari im UV passen gut zu den physikalischen Eigenschaften von Zwergnovae im Maximum. Andererseits erinnern die optischen Spektren an die alten Novae, wobei allerdings höher angeregte Ionen auch in heißen Zwergnovae (z.Bsp. EX Hya) beobachtet werden.

Der novaähnliche Veränderliche TT Ari ist vergleichbar mit einer Zwergnova im Maximum; möglicherweise handelt es sich um einen Z Cam - Stern, der sich zur Zeit in einem Helligkeitsstillstand befindet. Schließlich ist es auch möglich, daß TT Ari eine alte Nova darstellt, deren Ausbruch nicht beobachtet wurde. Die abgestoßene Hülle ist im Laufe der Zeit optisch dünn geworden und der darunter liegende heiße Kern der Exnova ist beobachtbar. Zur Klärung der Situation sind vor allem weitere UV-Beobachtungen notwendig.

6. Ein mögliches Entwicklungsschema

Hinsichtlich des umfassenden empirischen Materials und theoretischer Überlegungen dazu, können wir die kataklysmischen Systeme wie folgt beschreiben: Sie sind halbgetrennte Doppelsternsysteme mit einem weißen Zwerg als Primärkomponente und einem Hauptreihenstern als Sekundärkomponente.

Die Frage nach dem Entwicklungsstand der kataklysmischen Veränderlichen und der weiteren Entwicklung ist bisher nur schwer zu beantworten.

Die einzige große Gruppe von Doppelsternsystemen mit kurzer Periode (kleiner 1 Tag), die als Vorläufer der eruptiven Veränderlichen in Frage kommen, sind die W UMa - Sterne.

In einem Häufigkeitsdiagramm (Abbildung 41) wird die Verteilung der W UMa-Systeme und der Zwergnovae miteinander verglichen (Kraft, 1966). Dazu wird, um die Sonne als Zentrum, ein zylindrisches Volumen mit einem Radius r von 450 pc und einer Höhe h von 900 pc gelegt. Die Abszisse des Diagramms stellt $|z| = |r \sin b|$ dar, wobei die z -Achse die Koordinate senkrecht zur galaktischen Ebene repräsentiert. Die betrachtete Gesamtzahl der W UMa-Systeme im Volumen ist 176, die der Zwergnovae 56. Das Diagramm zeigt, daß die räumliche Verteilung der beiden Gruppen sehr ähnlich ist.

Die Kinematik der W UMa-Systeme und der Zwergnovae ist recht ähnlich. Beide Systeme besitzen die folgenden Apices: $A_{\odot}$ ist $281^{\circ} \pm 18^{\circ}$ für W UMa-Sterne und 263° für Zwergnovae. $D_{\odot}$ ist $+15^{\circ} \pm 17^{\circ}$ (W UMa) und $+19^{\circ}$ (Zwergnovae). Die Geschwindigkeiten relativ zur Sonne sind für W UMa-Systeme 28 ± 10 km/sec und für Zwergnovae 30 ± 14 km/sec. Innerhalb der Fehlergrenzen sind die beobachteten Ergebnisse also durchaus miteinander vergleichbar. Die Werte für die W UMa-Sterne stammen aus dem Artikel von Artiukhina (1964) und für die Zwergnovasysteme aus der Arbeit von Kraft und Luyten (1965).



Abbildung 41: Die Häufigkeitsverteilung der W UMa- und der Zwergnova-systeme

Das betrachtete Volumen (Sonne ist Zentrum) umfaßt einen Radius r von 450 pc und eine Höhe von 900 pc. Die Abszisse ist gegeben durch $|z| = |r \sin b|$. Die Ordinate gibt den prozentualen Anteil in 50 pc Schritten wider (insgesamt 176 W UMa-Systeme und 59 Zwergnovae).

Die durchschnittlichen Bahnperioden für die Zwergnovae liegen bei $0^d.25$ und die für W UMa-Systeme bei $0^d.37$.

Die Gesamtmassen für Zwergnovae sind ungefähr $1.5 M_{\odot} - 2.5 M_{\odot}$ und die der W UMa-Systeme etwa $1 M_{\odot} - 2.5 M_{\odot}$.

Die spektroskopischen und photometrischen Eigenschaften der Zwergnovae und der übrigen kataklysmischen Systeme sind so ähnlich, daß die Vermutung nahe liegt, daß die gesamte Gruppe der eruptiven Veränderlichen sich aus den W UMa-Systemen entwickelt hat. Aufgrund des Entwicklungsprozesses sollten die Raumverteilungen dieser beiden Gruppen zu ihren Lebensdauern proportional sein. Kraft (1965) leitete für die Lebensdauer von eruptiven Veränderlichen einen Wert von etwa $1 \cdot 10^9$ Jahren ab. Dabei ging er allerdings von der Voraussetzung aus, daß die Lebensdauer eines W UMa-Sternes etwa gleich der nuklearen Zeitskala seiner Primärkomponente ist. Neuere Rechnungen zeigen (Hazlehurst et al., 1973), daß eine gemeinsame Hülle um die Kontaktkomponenten (der W UMa-Sterne) dazu führt, daß die Lebensdauer um einen Faktor 25 verkürzt wird. Eggen (1967) errechnete die Raumdichte der bekannten W UMa-Systeme zu ungefähr $2.2 \cdot 10^{-6} \text{ pc}^{-3}$. Zieht man bei diesem Wert eine Unsicherheit von 50 % mit in Betracht, da Pol-on Systeme unentdeckt bleiben, erhöht sich die Zahl auf $3.3 \cdot 10^{-6} \text{ pc}^{-3}$. Die totale Raumdichte für die eruptiven Veränderlichen beträgt ca. $1.0 \cdot 10^{-6} \text{ pc}^{-3}$ (Warner, 1974b). Setzt man für die mittlere Lebensdauer eines W UMa-Sterns etwa $7 \cdot 10^7$ Jahre (Hazlehurst et al., 1973) an, ergibt sich aus der Proportionalitätsbedingung für die kataklysmischen Systeme eine Lebensdauer von $2 \cdot 10^7$ Jahre. Diese Zeitspanne erscheint viel zu kurz bezüglich der nuklearen Zeitskala der Sekundärkomponente; sie sollte um etwa 10^9 Jahre liegen (Hauptreihenstern). Andererseits stimmt dieser Wert exzellent mit Lebensdauerabschätzungen aus Massentransferraten zwischen den Komponenten überein; Warner (1974b) schätzte dafür eine Lebensdauer von etwa $10^7 - 10^8$ Jahre ab.

Theoretische Überlegungen (Biermann und Thomas, 1973) haben gezeigt, daß das W UMa-System aufhören kann als Kontaktkomponente zu existieren, und die Primärkomponente entwickelt sich zu einem weißen Zwerg; das System ist jetzt halbgetreunt. Die Entwicklungsvorstellungen besitzen jedoch in diesem Punkt einen mehr qualitativen Charakter. Der Übergang zu den kataklysmischen Systemen muß gekennzeichnet sein durch Massen- und Drehmomentverlust vom gesamten System (Vilhu, 1974).

Die Gesamtzahl der eruptiven Veränderlichen in unserer Galaxis beläuft sich bei einer Scheibendicke von etwa 300 pc auf etwa $2 \cdot 10^5$ Mitglieder. Mit einer Lebensdauer von etwa $2 \cdot 10^7$ Jahren, sollte etwa alle 100 Jahre ein kataklysmisches System 'vergehen'. Diese Zeit entspricht in etwa der Supernova-Rate in unserer Galaxis.

Supernovae vom Typ II sind eng verwandt mit den extremen Population I - Sternen (Gunn und Ostriker, 1970) und kommen hier nicht in Betracht. Supernovae vom Typ I erscheinen in allen morphologisch gleichen Galaxien mit etwa derselben Häufigkeit (Barbon et al., 1973) und sind demzufolge mit den älteren Populationen verknüpft. Nun hat sich ergeben, daß ihre Ausbruchsscharakteristiken im Großen und Ganzen identisch sind, was zu dem Schluß führte, daß ihre Vorläufer ebenso nahezu identische Struktur besitzen sollten (Barbon et al., 1973). Es wurde u.a. vorgeschlagen, daß Typ I Supernovae in Doppelsternsystemen entstehen, in welchen durch Massentransfer der weiße Zwerg über die Chandrasekhar-Grenze ($1.44 M_{\odot}$) 'geworfen' und demzufolge instabil wird (Whelan und Iben, 1973).

Beobachtungen in unserer Galaxis, in M31 (Arp, 1956), in den elliptischen Zwerggalaxien NGC 147 und NGC 188 (Baade, 1963) haben gezeigt, daß die kurzperiodischen Doppelsternsysteme mit den alten Populationen verbunden sind.

Die Beobachtungen an Massen der eruptiven Veränderlichen zeigen, daß der weiße Zwerg eine Masse um $1 M_{\odot}$ besitzt (Warner, 1973b; Robinson, 1976). Unter Hinzufügen von etwa $0.4 M_{\odot}$ überschreitet der weiße Zwerg sein Limit und explodiert. In Wirklichkeit jedoch wird der weiße Zwerg aufgrund dynamischer Instabilitäten vermutlich schon vor dem Erreichen der Chandrasekhar-Grenze kollabieren. Abschätzungen von Warner (1974b) zeigen, daß unter der Bedingung eines He-reichen Kerns der Sekundärkomponente genügend Masse zum weißen Zwerg transportiert werden kann, und so den Anlaß für die Explosion liefert. Allerdings ist nicht sicher, ob die Sekundärkomponente in kataklysmischen Systemen einen He-reichen Kern besitzt. Sichergestellt erscheint das in den eruptiven Veränderlichen mit Perioden größer als

10 Stunden, wo die Sekundärkomponente sich bereits zum Riesenstadium hin entwickelt; ungewiß allerdings ist es für Hauptreihen-Komponenten. Wenn das Anwachsen des Radius, - daraus resultierend der Massentransfer-, aufgrund des Entwicklungsprozesses geschieht, sollten auch die Hauptreihen-Komponenten Heliumkerne besitzen.

Im späten Stadium eines kataklysmischen Veränderlichen füllt ein heliumreicher weißer Zwerg (Masse ca. $0.2 M_{\odot}$) sein kritisches Volumen aus und transportiert Masse über L_1 auf einen heliumreichen weißen Zwerg (ca. $1 M_{\odot}$). Ein möglicher Kandidat für ein solches Entwicklungsstadium ist das Helium-Emissions Objekt G61-29 (Burbidge und Strittmatter, 1971). Die abgeleiteten Komponentenmassen sind $1.2 M_{\odot}$ und $0.2 M_{\odot}$ mit einer vermuteten Periode von 6^h (Warner, 1972). Solche Übergänge in Doppelsternsystemen von einer Entwicklungsphase in die andere sind, verglichen mit der Zeitskala des normalen Massentransfers, sehr kurz. Infolgedessen ist die Wahrscheinlichkeit, ein solches Doppelsternsystem gerade in diesem Entwicklungszustand zu beobachten, außerordentlich gering.

7. Schlußbetrachtung

Aus den Ergebnissen der Untersuchungen kataklysmischer Veränderlicher kristallisieren sich eine Reihe von bislang nicht näher untersuchten Fragen heraus, die für das Verständnis dieser Gruppe von außerordentlicher Wichtigkeit sind.

Die Beobachtung der UV-Interkombinationslinien in Zwergnovae (wie z. Bsp. RU Peg): Sie wurden mit der starken Verdünnung außerhalb der Akkretionsscheibe erklärt. Es könnte sich aber auch um einen von der Scheibe ausgehenden Wind handeln; d.h. wir hätten einen direkten Hinweis auf Massenverlust des Systems.

Der novaähnliche Veränderliche TT Ari zeigt in seinem Linienspektrum Ähnlichkeit mit den Novae und mit Zwergnovae im Helligkeitsmaximum. Es besteht die Möglichkeit, daß diese Objekte Exnovae sind, deren Ausbruch nicht beobachtet wurde. Andererseits könnte es sich hierbei aber auch um Z Cam-Sterne handeln, die sich in einem fortwährenden Helligkeitsstillstand befinden.

Hinweise zur Beantwortung der angeführten Probleme können folgende Beobachtungstechniken liefern:

- Simultane Spektroskopie und Photometrie mit hoher Zeitauflösung ermöglichen die Trennung der verschiedenen Strahlungskomponenten in kataklysmischen Systemen.
- Möglichst kontinuierliche spektroskopische Beobachtungen vor, während und nach einem Helligkeitsmaximum sollten Einblick in die strukturellen Änderungen in diesen Systemen geben.
- Die Beobachtung der eruptiven Systeme im Röntgenbereich: Die kurzzeitigen Oszillationen im Maximum der Zwergnovae sollten hier wesentlich intensiver sein.

Diese und ähnliche Beobachtungen sollten letztlich zur Beantwortung der

folgenden grundlegenden Fragen beitragen: Wo liegt der Ursprung dieser Objekte und woraus resultiert die beobachtete Vielfalt? Wie erklärt sich der (unterschiedliche) Ausbruchsmechanismus in den kataklysmischen Systemen? Welche Rolle haben die eruptiven Systeme in der Entwicklungsgeschichte der Sterne bzw. der Galaxis? Die Antwort auf diese Fragen ist noch weitgehend offen.

Literaturverzeichnis

- Allen, C.W., 1973, in "Astrophysical Quantities", 3. Ausgabe
(London: Athlone Press)
- Arp, H.C., 1956, Astr. J. 61, 15
- Artukhina, N.M., 1964, *Peremennye Zvezdy* 15, 127
- Raade, W., 1963, in "Evolution of Stars and Galaxies", 195
(Cambridge, Massachusetts: Harvard University Press)
- Baglin, A. und Schatzman, E., 1969, in "Low Luminosity Stars",
Hrsg. S.S. Kumar (Gordon & Breach, New York)
- Bailey, J., 1979, Mon. Not. R. astr. Soc. 188, 681
- Bailey, J., 1980, Mon. Not. R. astr. Soc. 190, 119
- Bath, G.T., 1969, Ap. J. 158, 571
- Bath, G.T., 1972, Ap. J. 173, 121
- Bath, G.T., 1975, Mon. Not. R. astr. Soc. 171, 311
- Bath, G.T., 1976, in "Structure and Evolution of Close Binary Systems",
IAU-Symp. Nr. 73, Hrsg. P. Eggleton et al., 173
(Dordrecht: Reidel Publ.)
- Bath, G.T., Evans, W.D., Papaloizou, J. und Pringle, J.E., 1974,
Mon. Not. R. astr. Soc. 169, 447
- Bath, G.T., Pringle, J.E. und Whelan, J.A.J., 1980,
Mon. Not. R. astr. Soc. 190, 185
- Barbon, R., Ciatti, F. und Rosino, L., 1973, Astr. Astrophys. 25,
241
- Basri, G.S. und Linsky, J.L., 1979, Ap. J. 234, 1023
- Bateson, F.M., 1974, Publ. Var. Star Sect., Royal Astron. Soc. New
Zealand Nr. 2, 1
- Bateson, F.M., 1976, Publ. Var. Star Sect., Royal Astron. Soc. New
Zealand Nr. 4, 29
- Bateson, F.M., 1977a, Publ. Var. Star Sect., Royal Astron. Soc. New
Zealand Nr. 5, 10
- Bateson, F.M., 1977b, Publ. Var. Star Sect., Royal Astron. Soc. New
Zealand Nr. 5, 27
- Bateson, F.M., 1979, IAU-Coll. Nr. 46, im Druck
- Biermann, P. und Thomas, H.-C., 1973, Astr. Astrophys. 23, 55
- Bodenheimer, P. und Ostriker, J.P., 1970, Ap. J. 161, 1101
- Boggess, A. et al., 1978, NATURE 275, 7
- Bohlin, R.C., Holm, A.V., Savage, B.D., Snijders, M.A.J. und Sparks,
W.M., 1980, Astr. Astrophys., im Druck
- Bopp, B.W., Gehrz, R.D. und Hackwell, J.A., 1974, Publ. Astron.
Soc. Pacific 86, 989
- Burbidge, E.M., Strittmatter, P.A., 1971, Ap. J. 170, L39
- Chamugam, G., 1972, NATURE 236, 83
- Code, A.D., Houck, T.E., McNall, J.F., Bless, R.C. und Lillie,
C.F., 1970, Ap. J. 161, 377
- Code, A.D., Davis, J., Bless, R.C. und Hanbury Brown, R., 1976,
Ap. J. 203, 417
- Copeland, H., Jensen, J.D. und Jørgensen, H.E., 1970, Astr. Astro-
phys. 5, 12
- Córdova, F. und Riegler, G., 1979, Mon. Not. R. astr. Soc. 188, 103
- Cowley, A.P., Crampton, D., Hutchings, J.B. und Marlborough, J.M.,
1975, Ap. J. 195, 413
- Duerbeck, H.W., Klare, G., Krautter, J., Wolf, B., Seitter, W.C. und
Wargau, W., 1980, in "Proc. of Second European IUE Conference"
(Tübingen), 91

- Crawford, J.A. und Kraft, R.P., 1956, Ap. J. 123, 44
 Dupree, A.K., 1978, NATURE 275, 30
 Eggen, O.J., 1967, Mem. R. astr. Soc. 70, 111
 Elvey, C.T. und Babcock, H.W., 1943, Ap. J. 97, 412
 Esch, M., 1932, Astron. Nachr. 245, 146
 Fabian, A.C., Pringle, J.E., Stickland, D.J. und Whelan, J.A.J.,
 1980, Mon. Not. R. astr. Soc. 191, 457
 Friedjung, M. und Rocca, B., 1979, IAU-Coll. Nr. 53, 522
 Hrsg. H.M. van Horn und V. Weidemann (Rochester)
 Faulkner, J., 1971, Ap. J. 170, L99
 Faulkner, J., 1974, in "Late Stages of Stellar Evolution", Hrsg.
 R.J. Tayler (Dordrecht: Reidel Publ.), 155
 Faulkner, J., 1976, in "Structure and Evolution of Close Binary
 Systems", IAU-Symp. Nr. 73, Hrsg. P. Eggleton et al., 193
 (Dordrecht: Reidel Publ.)
 Faulkner, J., Flannery, B.P. und Warner, B., 1972, Ap. J. 175, L79
 Flannery, B.P., 1974, Ph.D. Thesis, Univ. of California
 Flannery, B.P., 1975, Mon. Not. R. astr. Soc. 170, 325
 Gallagher, J.S. und Starrfield, S., 1978, Ann. Rev. Astr. Astro-
 phys. 16, 171
 Gorbatsky, V.G., 1974, in "Novalike and Nova Stars", 'Nauka', Moskau
 Gorbatsky, V.G., 1975, in "Variable Stars and Stellar Evolution",
 Greenstein, J.L., 1957, Ap. J. 126, 23
 Grossman, A. und Graboske, H.C., 1971, Ap. J. 164, 475
 Gunn, J.E. und Ostriker, J.P., 1970, Ap. J. 160, 979
 Haefner, R., Schoembs, R. und Vogt, N., 1977, Astron. Astrophys. 61,
 L37
 Haefner, R., Schoembs, R. und Vogt, N., 1979, Astron. Astrophys.,
 im Druck (= ESO Preprint Nr. 33)
 Haro, G., 1964, in "Blue Star Conference of the IAU", Straßburg,
 (Pub. Univ. of Minnesota Obs.)
 Harris, D.L., Strand, K.A. und Worley, C.E., 1963, in "Stars and
 Stellar Systems", Vol. 3, Hrsg. K.A. Strand, 263
 (Chicago: University of Chicago Press)
 Hazlehurst, J. und Meyer-Hofmeister, E., 1973, Astr. Astrophys. 24,
 379
 Heap, S.R. et al., 1978, NATURE 275, 15
 Herbig, G.H., 1960, Ap. J. 132, 76
 Hesser, J.E., Lasker, B.M. und Osmer, P.S., 1974, Ap. J. 189, 315
 Holm, A.V. und Gallagher, J.S., 1974, Ap. J. 192, 425
 Houten van, C.J., 1966, Bull. Astron. Inst. Neth. 18, 439
 Huang, S.-S., 1967, Ap. J. 148, 793
 Huang, S.-S., 1972, Ap. J. 171, 549
 Humason, M.L., 1938, Ap. J. 88, 237
 Hutchings, J.B., 1980, Publ. Astr. Soc. Pacific, im Druck
 Jacchia, L., 1941, HB 915, (Cambridge Obs.), 17
 Johnson, H.L., 1966, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 4, 193
 Joy, A.H., 1954, Ap. J. 120, 377
 Joy, A.H., 1956, Ap. J. 124, 317
 Kraft, R.P., 1958, Ap. J. 127, 625
 Kraft, R.P., 1959, Ap. J. 130, 110
 Kraft, R.P., 1962, Ap. J. 135, 408

- Kraft, R.P., 1963, in "Adv. Astron. Astrophys." 2, Hrsg. Z. Kopal, 43
(New York: Academic Press)
- Kraft, R.P., 1964a, Ap. J. 139, 457
- Kraft, R.P., 1964b, in "First Conference on Faint Blue Stars", Hrsg.
W.J. Luyten, (University of Minnesota: The Observatory)
- Kraft, R.P., 1965, Ap. J. 142, 1588
- Kraft, R.P., 1966, Trans. IAU XIIB, 519
- Kraft, R.P. und Krzeminski, W., 1962, in "Annual Report of the
Director Mt. Wilson and Palomar Observatories", 20
- Kraft, R.P. und Luyten, W.J., 1965, Ap. J. 142, 1041
- Kraft, R.P., Krzeminski, W. und Mumford, G.S., 1969, Ap. J. 158, 589
- Kopal, Z., 1959, "Close Binary Systems", (New York: Wiley & Sons)
- Kruszewski, A., 1967, Acta Astron. 17, 297
- Krzeminski, W., 1965, Ap. J. 142, 1051
- Krzeminski, W., 1966, IAU Inf. Bull. Var. Stars Nr. 160
- Krzeminski, W. und Smak, J., 1971, Acta Astron. 21, 133
- Kukarkin, B.V. et al., 1969, "General Catalogue of Variable Stars"
(Moskau)
- Kuiper, G.P., 1941, Ap. J. 93, 133
- Lin, D.N.C., 1975, Mon. Not. R. astron. Soc. 170, 379
- Lin, D.N.C. und Pringle, J.E., 1976, in "Structure and Evolution of
Close Binary Systems", IAU-Symp. Nr. 73, Hrsg. P. Eggleton
et al., (Dordrecht: Reidel Publ.), 237
- Lubow, S.H. und Shu, F.H., 1975, Ap. J. 198, 383
- Lynden-Bell, D., 1969, NATURE 223, 690
- Mayo, S.K., Wickramasinghe, D.T. und Whelan, J.A.J., 1979, IAU-
Coll. Nr. 46 (New Zealand)
- Marino, B.F. und Walker, W.S.G., 1974, Inf. Bull. Var. Stars Nr. 864
- Mardirossian, P. et al., 1980, Astron. Astrophys. 85, 29
- McLaughlin, D.B., 1960, in "Stellar Atmospheres", Hrsg. J.L. Green-
stein, (Chicago: University Chicago Press), 585
- Moffet, T.J. und Barnes, T.G., 1974, Ap. J. 194, 141
- Molnar, M.R., 1975, Ap. J. 200, 106
- Mumford, G.S., 1964, Ap. J. 139, 476
- Mumford, G.S., 1966, Ap. J. 146, 411
- Mumford, G.S., 1967, Publ. Astron. Soc. Pacific 79, 283
- Mumford, G.S., 1971, Ap. J. 165, 369
- Mumford, G.S. und Krzeminski, W., 1969, Ap. J. Suppl. 18, 429
- Nandy, K., Thompson, G.I., Jamar, C., Monfils, A. und Wilson R.,
1975, Astr. Astrophys. 44, 195
- Nather, R.E. und Robinson, E.L., 1974, Ap. J. 190, 637
- Nather, R.E. und Warner, B., 1971, Mon. Not. R. astron. Soc. 152,
209
- Nevo, I. und Sadeh, D., 1976, Mon. Not. R. astron. Soc. 177, 167
- Nevo, I. und Sadeh, D., 1978, Mon. Not. R. astron. Soc. 182, 595
- Osaki, Y., 1970, Ap. J. 162, 621
- Osaki, Y. und Hansen, C.J., 1973, Ap. J. 185, 277
- Paczynski, B., 1965, Acta Astron. 15, 197
- Paczynski, B., 1971, Ann. Rev. Astr. and Astrophys. 9, 183
- Papaloizou, J. und Pringle, J.E., 1978, Mon. Not. R. astron. Soc.
182, 423
- Parento, P.P. und Kukarkin, B.V., 1934, Var. Star Bull. IV, Nr. 8,
44

- Patterson, J., Robinson, E.L. und Nather, R.E., 1977, Ap. J. 214, 144
- Patterson, J., Robinson, E.L. und Kiplinger, A.L., 1978, Ap. J. 226, L137
- Piotrowski, S.L., 1975, Acta Astron. 25, 21
- Piotrowski, S.L. und Ziołkowski, K., 1970, Astrophys. Space Sci. 8, 66
- Plavec, M. und Kratochvil, P., 1964, Bull. Astron. Inst. Czech. 15, Nr. 5, 165
- Prendergast, K.H., 1960, Ap. J. 132, 162
- Prendergast, K.H. und Taam, R.E., 1974, Ap. J. 189, 125
- Pringle, J.E., 1975, Mon. Not. R. astron. Soc. 170, 633
- Pringle, J.E., 1977, Mon. Not. R. astron. Soc. 178, 195
- Prager, A., 1936/1937, Astron. Nachr. 261, 211
- Rahe, J., Boggess, A., Drechsel, H., Holm, A. und Krautter, J., 1980, Astron. Astrophys. Letters, im Druck
- Rappaport, S., Cash, W., Doxsey, R., McClintock, J. und Moore, G., 1974, Ap. J. 187, L5
- Robinson, E.L., 1973a, Ap. J. 181, 531
- Robinson, E.L., 1973b, Ap. J. 180, 121
- Robinson, E.L., 1973c, Ap. J. 183, 193
- Robinson, E.L., 1974, Ap. J. 193, 191
- Robinson, E.L., 1976a, Ap. J. 203, 485
- Robinson, E.L., 1976b, Ann. Rev. Astr. and Astrophys. 14, 119
- Robinson, E.L., Nather, R.E. und Patterson, J., 1978, Ap. J. 219, 168
- Sanford, R.F., 1945, Ap. J. 102, 357
- Schmidt-Kaler, Th., 1962, Veröff. der Remeis Sternwarte Nr. 34 (Bamberg)
- Semeniuk, I., 1979, Astron. Astrophys. Suppl., im Druck (=ESO Preprint Nr. 61)
- Sherrington, M.R., Lawson, P.A., King, A.R. und Jameson, R.F., 1980, Mon. Not. R. astron. Soc. 191, 185
- Smak, J., 1969, Acta Astron. 19, 155
- Smak, J., 1971a, IAU-Coll. Nr. 15 (Bamberg), 248
- Smak, J., 1971b, Acta Astron. 21, 15
- Smak, J., 1976, Acta Astron. 26, 277
- Sparks, W.M. und Starrfield, S., 1973, Mon. Not. R. astron. Soc. 164, 1P
- Spencer Jones, H., 1931, Ann. Cape Obs. 10, Teil 9
- Smak, J. und Stepień, K., 1969, in "Nonperiodic Phenomena in Variable Stars", Hrsg. L. Detre, (Budapest: Academic Press), 355
- Starrfield, S., Truran, J.W., Sparks, W.M. und Kutter, G.S., 1972, Ap. J. 176, 169
- Starrfield, S., Sparks, W.M. und Truran, J.W., 1976, in "Structure and Evolution of Close Binary Systems", IAU-Symp. Nr. 73, Hrsg. P. Eggleston et al., 155 (Dordrecht: Reidel Publ.)
- Szkody, P., 1976a, Ap. J. 207, 824
- Szkody, P., 1976b, Ap. J. 210, 168
- Szkody, P., 1976c, Ap. J. 207, 190
- Szkody, P., 1977, Ap. J. 217, 140
- Vilhu, O., 1974, in "Late Stages of Stellar Evolution", IAU-Symp. Nr. 66, Hrsg. R. Tayler, 168
- Strohmeier, W., Kipperhahn, R. und Geyer, E., 1957, Kl. Veröff. Sternwarte Bamberg Nr. 18

- Vogt, N., 1974, *Astron. Astrophys.* 36, 369
 Vogt, N., 1975, priv. Veröff.
 Vogt, N., 1979a, *IAU-Coll. Nr. 53* und "4th Annual Workshop on Novae, Dwarf Novae and Other Cataclysmic Variables" (Rochester), im Druck
 Vogt, N., 1979b, *Astron. Astrophys.*, im Druck (= ESO Preprint Nr. 73)
 Vogt, N. und Breysacher, J., 1978, *Ap. J.*, im Druck
 Vogt, N. und Breysacher, J., 1979, *Astron. Astrophys.*, im Druck (= ESO Preprint Nr. 72)
 Vogt, N., Krzemiński, W. und Sterken, C., 1979, *Astron. Astrophys.*, im Druck (= ESO Preprint Nr. 62)
 Vojkhanskaya, N.F., 1973, *Astron. Tsirk. Nr. 801*, 5
 Walker, M.F., 1954, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 66, 230
 Walker, M.F., 1957, *IAU-Symp. Nr. 3*, Hrsg. G.H. Herbig, (Cambridge University Press), 46
 Walker, M.F., 1961, *Ap. J.* 134, 171
 Walker, M.F., 1963a, *Ap. J.* 137, 485
 Walker, M.F., 1963b, *Ap. J.* 138, 313
 Walker, M.F., 1966, *Adv. Electr. 22B*, 761
 Walker, M.F. und Chincarini, G., 1968, *Ap. J.* 154, 157
 Walker, M.F. und Herbig, G.H., 1954, *Ap. J.* 120, 278
 Walker, M.F. und Reagan, G.H., 1971, *Inf. Bull. Var. Stars Nr. 544*
 Walker, M.F., Marino, B.F. und Freeth, G., 1976, *Inf. Bull. Var. Stars Nr. 1185*
 Warner, B., 1972, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 159, 315
 Warner, B., 1973a, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 163, 25P
 Warner, B., 1973b, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 162, 189
 Warner, B., 1974a, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 168, 325
 Warner, B., 1974b, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 167, 61P
 Warner, B., 1975a, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 173, 37P
 Warner, B., 1975b, *Mon. Not. astron. Soc. South Africa* 34, 54
 Warner, B., 1975c, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 170, 219
 Warner, B., 1976, in "Structure and Evolution of Close Binary Systems", *IAU-Symp. Nr. 73*, Hrsg. P. Eggleton et al., 85 (Dordrecht: Reidel Publ.)
 Warner, B. und Brickhill, A.J., 1978, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 182, 777
 Warner, B. und Nather, R.E., 1972a, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 159, 429
 Warner, B. und Nather, R.E., 1972b, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 156, 305
 Warner, B. und Robinson, E.L., 1972a, *NATURE Phys. Sci.* 239, 2
 Warner, B. und Robinson, E.L., 1972b, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 159, 101
 Warner, B. und Thackeray, A.D., 1975, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 172, 433
 Warner, B., Peters, W.L., Hubbard, W.B. und Nather, R.E., 1972, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 159, 321
 Watson, M.G., Sherrington, M.R. und Jameson, R.F., 1978, *Mon. Not. R. astron. Soc.* 184, 79P
 Webbink, R.F., 1975, *PhD Thesis*, Cambridge University
 Weiler, E.J. und Oegerle, W.R., 1979, *Ap. J. Suppl.* 39, 537
 Whelan, J. und Iben, I., 1973, *Ap. J.* 186, 1007
 Wu, C.-C., 1976, in "Structure and Evolution of Close Binary Systems", *IAU-Symp. Nr. 73*, Hrsg. P. Eggleton et al., 213 (Dordrecht: Reidel Publ.)

Herrn Prof. Dr. J. Rahe, Erlangen, danke ich für seine Hilfe und Unterstützung bei der Anfertigung der Arbeit und Herrn Prof. Dr. W. Strohmeier für die Überlassung des Themas.

Herrn Prof. Dr. B. Wolf, Heidelberg, Frau Prof. Dr. I. Bues, Herrn Dr. H. Drechsel und Herrn O. Stahl, Erlangen, bin ich für wertvolle Hinweise und Diskussionen dankbar.

Herrn Dr. N. Vogt, La Silla/Chile, danke ich für die Bereitstellung der optischen Spektren sowie für zahlreiche Anregungen.

Herrn Prof. Dr. E. Geyer, Observatorium Hoher List/Bonn, und Herrn Prof. Dr. G. Shaviv, Wise Observatory/Israel, danke ich für die Bereitstellung von Beobachtungszeit an ihren Instituten.

Die Berechnungen wurden mit dem TR-440 - und dem CYBER - Computer des Rechenzentrums der Universität Erlangen-Nürnberg durchgeführt.

Lebenslauf:

Geburtsdatum: 26. April 1948

Geburtsort: 8000 München

Eltern: Fritz Wargau
Grete Wargau, geb. Täuber

Familienstand: Verheiratet mit Gertraud Wargau, geb. Köstner
seit 1975

Schulbildung: September 1954 bis Juli 1959
Volksschulen in Oberköllnbach/Landshut,
Langenaltheim/Weißenburg und Münchhof/Burghaslach
September 1959 bis Mai 1969
Gymnasium in Scheinfeld
Abitur im Mai 1969

Studium: WS 1969/70 bis SS 1975
Studium der Physik an der Universität Erlangen -
Nürnberg
Diplom - Hauptprüfung im Juli 1975

Seit Juli 1975 Doktorand an der Dr. Remeis-Stern-
warte, Bamberg, dem Astronomischen Institut der
Universität Erlangen - Nürnberg

Bamberg, den 25. September 1980

